PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1909. Redaktionsschluß für No. 2 am 11. Januar 1909. 10. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Rutherford u. H. Geiger, Eine elektrische Methode, die von radioaktiven Substanzen ausgesandten α-Teilchen zu zählen. S. 1.

H. W. Schmidt, Über die Strahlung des Uranium X. S. 6.

H. Scholl, Demonstrationsversuche zur Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen. S. 16.

E. Jacob, Über die Funkenverluste in einem geschlossenen Schwingungskreise. S. 22.

G. Berndt, Über den Einfluß der Selbstinduktion auf die Funkenspektra. S. 28.

F. Stumpf, Beitrag zur Prüfung des Beerschen Absorptionsgesetzes. S. 29.

E. Bose, Über die Viskositätsanomalien anisotroper Flüssigkeiten im hydraulischen Strömungszustande. S. 32.

Besprechungen:

W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. S. 36.

O. Hecker, Bestimmung der Schwerkraft auf dem indischen und großen Ozean und an deren Küsten, sowie erdmagnetische Messungen. S. 39.

L. Poincaré, Die moderne Physik. S. 40.

G. E. Hale, Das Studium der Sternentwicklung. S. 40.

Berichtigung. S. 40.

Personalien. S. 40.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine elektrische Methode, die von radioaktiven Substanzen ausgesandten α-Teilchen zu zählen.[1]

Von E. Rutherford und H. Geiger.

Die Zahl der α-Teilchen, die pro Sekunde von einem Gramm Radium ausgesandt werden, hat E. Rutherford[2] bereits in der Weise bestimmt, daß er die Ladung maß, die von den α-Teilchen einer bekannten Menge Radium mitgeführt wird. Unter der Annahme, daß die Ladung E eines jeden α-Teilchens ebenso groß ist wie die eines Ions, nämlich gleich $3{,}4 \times 10^{-10}$ E. S. E., berechnet sich die Zahl der pro Gramm und Sekunde von Radium im Zustande der Minimalaktivität ausgesandten α-Teilchen zu $6{,}2 \times 10^{10}$. Befindet sich das Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten, so ist die Zahl viermal so groß. Später sah man sich jedoch veranlaßt[3], die Ladung eines α-Teilchens statt zu e zu $2e$ anzunehmen; denn nur so ließ sich in befriedigender Weise der für $\frac{E}{M}$ experimentell gefundene Wert in Einklang bringen mit der Vorstellung, daß das α-Teilchen ein Heliumatom ist. Unter dieser Voraussetzung $[E = 2e]$ ist die Zahl der von einem Gramm Radium ausgesandten α-Teilchen nur halb so groß als oben angegeben.

Wie wertvoll es wäre, wenn die Zahl der α-Teilchen auf direktem Wege, d. h. ohne eine Annahme über ihre Ladung, bestimmt werden könnte, ist leicht ersichtlich. Es ließe sich nämlich dann, außer einer Reihe anderer radioaktiver Konstanten, auch die Ladung E eines α-Teilchens mit Sicherheit bestimmen. Damit wäre man wohl auch in der Lage zu entscheiden, ob diese Ladung der einfachen oder doppelten Ionenladung entspricht und das würde weiterhin zur Lösung der so vielfach erörterten Frage führen, ob nämlich das α-Teilchen ein Heliumatom ist oder nicht.

Wir gehen nun dazu über, die Methoden zu besprechen, die zu einer direkten Zählung der α-Teilchen geeignet erscheinen könnten. Bekanntlich erzeugen die α-Teilchen beim Auftreffen auf einen Zinksulfidschirm Szintillationen. Die Zahl dieser Szintillationen zu bestimmen wäre an sich nicht mit besonderen Schwierigkeiten verknüpft. Doch ist es sehr zweifelhaft, ob jedes einzelne α-Teilchen wirklich eine Szintillation hervorruft, besonders wenn man beachtet, wie schwierig es ist, einen völlig homogenen Schirm herzustellen. Nur dann ließe sich eine zuverlässige Zählung auf diese Weise durchführen, wenn man mittels einer unabhängigen Methode zeigen könnte, daß die Zahl der Szintillationen wirklich der Zahl der auftreffenden α-Teilchen entspricht. Auf einige diesbezügliche Versuche kommen wir zurück.

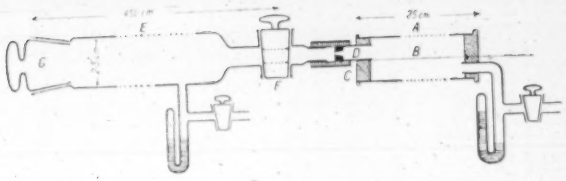
Eine weitere Methode, ein einzelnes α-Teilchen nachzuweisen wäre die, die Ionisation zu messen, die ein solches Teilchen beim Durchgang durch ein Gas erzeugt. Freilich ist dieser Effekt äußerst klein und einige orientierende Versuche mit einem besonders empfindlichen Elektroskope zeigten uns, daß die Durchführung einer Zählung der α-Teilchen nach dieser Methode mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden wäre.

Die Methode, die schließlich die Durchführung einer exakten Zählung ermöglichte, beruhte im wesentlichen darauf, daß der elektrische Effekt, den ein einzelnes α-Teilchen beim Durchgang durch ein Gas erzeugt, gewissermaßen automatisch ganz beträchtlich vergrößert wurde.

1) Auszug aus der in den Proc. Roy. Soc. A. 81, 141—161, 1908 veröffentlichten Arbeit.

2) Phil. Mag., Aug. 1905.

3) E. Rutherford, Phil. Mag., Oktober 1906.



Diese Vergrößerung ging in der Weise vor sich, daß die primär von einem α-Teilchen erzeugten Ionen neue Ionen in großer Zahl durch Ionenstoß erzeugten. Die speziellen Bedingungen, unter denen neue Ionen durch Ionenstoß erzeugt werden, sind von Townsend[1]) in einer Reihe von Arbeiten eingehend untersucht worden. Wesentlich ist, daß die Ionen sich in einem Gase von relativ geringem Drucke und unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes bewegen, dessen Intensität dem Entladungspotential nahe ist.

Versuchsanordnung. Die wesentlichsten Punkte der Versuchsanordnung mögen zunächst kurz hervorgehoben werden. Ein äußerst kleiner, aber genau bestimmbarer Bruchteil aller der von der Strahlungsquelle ausgehenden α-Teilchen trat durch ein Glimmerfenster in ein Gas von geringem Druck ein. Jedes eintretende α-Teilchen erzeugte auf seiner Bahn durch dieses Gas eine gewisse, relativ kleine Zahl von Ionen. Diese Ionen bewegten sich unter dem Einfluß eines starken elektrischen Feldes mit relativ großer Geschwindigkeit und jedes einzelne erzeugte durch Stoß einige tausend neuer Ionen. Die so erreichte Multiplikation des primären Effektes war ausreichend, um jedes in das Gas eintretende α-Teilchen ohne Schwierigkeiten mittels eines Elektrometers nachweisen zu können.

Der experimentelle Aufbau im einzelnen, wie er sich nach zahlreichen Vorversuchen als am günstigsten erwiesen hätte, ist aus der beistehenden Figur zu ersehen. Das Ionisationsgefäß A bestand aus einem etwa 20 cm langen und 1,7 cm weiten Messingzylinder. Ein 0,45 mm starker Draht war axial durch diesen Zylinder gespannt und in dieser Lage durch zwei Ebonitpfropfen gehalten. Das Rohr war bis auf einen Gasdruck von 2—5 cm Hg evakuiert. Der Draht war mit dem einen Quadrantenpaar eines Dolezalek-Elektrometers verbunden, der Zylinder stand in Verbindung mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie; der positive Pol dieser Batterie ging zur Erde. Die umgekehrte Schaltung erwies sich als weniger günstig. Einer der Ebonitpfropfen war exzentrisch durchbohrt und in die Bohrung war ein kurzes Glasrohr D eingekittet, das an seinem äußeren Ende durch ein kurzes Metallstück mit kreisförmiger, ca. 1,5 mm weiter Öffnung verschlossen war. Ein äußerst dünnes Glimmerblättchen war luftdicht über diese Öffnung gekittet und die α-Teilchen konnten dieses Fenster, da die Dicke nur etwa einem halben cm Luft entsprach, leicht durchdringen und so in den Ionisationszylinder A eintreten. Die radioaktive Substanz befand sich meist am äußersten Ende des 450 cm langen Glasrohres E. Dieses Rohr war unter Einschaltung des weitgebohrten Hahnes F mit dem Ansatzröhrchen D durch ein Stück Gummischlauch C luftdicht verbunden. Während der Versuche war das Rohr evakuiert.

Bei der Durchführung einer Messungsreihe wurde in folgender Weise verfahren. Zunächst wurde dem Ionisationszylinder A ein Radiumpräparat genähert, so daß unter dem Einfluß der γ-Strahlen ein Ionisationsstrom durch das Gas im Zylinder floß. Dann wurde die Intensität des elektrischen Feldes so lange gesteigert, bis dieser Ionisationsstrom sich durch Ionenstoß einige tausendmal vergrößerte. War eine befriedigende Vergrößerung erreicht, so wurde das Radiumpräparat wieder entfernt. Es zeigte sich aber dann, daß immer ein schwacher Strom durch den Zylinder floß, auch wenn alle radioaktiven Stoffe außer wirksame Entfernung gebracht waren. Dieser Strom bewirkte ein gleichmäßiges Wandern der Elektrometernadel. Um diese Bewegung auszuschalten, wurde ein radioaktiver Widerstand mit dem Elektrometer verbunden. Durch diesen konnte die dem Elektrometer zuströmende Ladung langsam wieder zur Erde abfließen. Es stellte sich so ein Gleichgewichtszustand ein und die Nadel kam in einer bestimmten Lage zur Ruhe. Diese Anordnung war für eine erfolgreiche Durchführung der Versuche von großer Wichtigkeit. Es wurden nämlich so alle Störungen infolge elektrostatischer Effekte wie auch alle Schwankungen in der Spannung der Batterie ausgeschaltet. Jede plötzliche Potentialschwankung des Elektrometers aber, etwa die, die durch den Eintritt eines α-Teilchens in den Ionisationszylinder veranlaßt war, machte sich durch eine plötzliche ballistische Bewegung der Nadel geltend. Die Ladung verschwand dann rasch wieder durch

1) Phil. Mag., Febr. 1901, June 1902, April 1903, Sept. und Nov. 1903.

den radioaktiven Widerstand und die Nadel war nach einigen Sekunden wieder in Ruhe in der früheren Gleichgewichtslage.

Die in dem evakuierten Glasrohr E befindliche Strahlenquelle war auf einem kleinen Eisenzylinder montiert und konnte so von außen im Rohre magnetisch verschoben werden. Bei geschlossenem Hahn F konnten keine α-Teilchen in den Ionisationszylinder eintreten. Es ließ sich so das Elektrometer auch während der Versuche stets auf Nullage und Stetigkeit prüfen. Wurde der Hahn geöffnet, so konnte eine gewisse Zahl der von dem Präparat fortgeschleuderten α-Teilchen durch die kleine, glimmerbedeckte Bohrung in den Ionisationszylinder eintreten. Der Bruchteil der eindringenden Teilchen hängt naturgemäß ab von der Größe dieser Bohrung sowie von dem Abstand und der Stärke des Präparates. Es erwies sich als zweckmäßig, diese Faktoren so zu regeln, daß etwa 3 bis 5 α-Teilchen in der Minute in den Zylinder eintraten. War die Zahl größer, so machte die Zählung Schwierigkeit, da die Nadel zwischen den einzelnen Ausschlägen nicht völlig zur Ruhe kam.

Die folgende Tabelle gibt ein typisches Beispiel einer Messungsreihe. Die Strahlenquelle war in diesem Falle ein kleines Blech von etwa $^1/_2$ cm^2 Oberfläche, auf dem sich eine beträchtliche Menge aktiven Niederschlags von Radiumemanation befand. Der Abstand dieser Strahlenquelle von dem Glimmerfenster betrug 350 cm und der Durchmesser des Fensters 1,23 mm. Eine befriedigende Vergrößerung des Effektes der α-Strahlen wurde erreicht, wenn die Potentialdifferenz zwischen dem Zylinder und dem axialen Draht 1320 Volt betrug. Dabei war der Zylinder mit Kohlensäure bis zu einem Druck von 4,2 cm Hg gefüllt.

Die Zahl der Elektrometerausschläge während 10 Minuten und die Größe der Ausschläge in Skalenteilen (1 Skt. = 2,5 mm) sind in der nachstehenden Tabelle wiedergegeben. Bemerkt muß werden, daß die Intensität der α-Strahlung während der Dauer des Versuches um 15 % abnahm.

	Zahl der Ausschläge	Größe der einzelnen Ausschläge in Skalenteilen
1. Minute	4	11, 12, 10, 11
2. „	3	10, 11, 8
3. „	5	10, 9, 13, 8, 12
4. „	4	18,* 8, 12
5. „	3	10, 6, 10
6. „	4	9, 10, 12, 11
7. „	2	10, 11
8. „	3	11, 13, 8
9. „	3	8, 20*
10. „	4	8, 12, 14, 6
Mittelwert per Min. = 3,5		Mittelwert = 10 Skte.

Mit Ausnahme der beiden durch Sternchen bezeichneten Zahlen sind die Elektrometerausschläge immer nur durch den Eintritt je eines α-Teilchens in das Ionisationsgefäß veranlaßt. Nur die beiden großen Ausschläge von 18 und 20 Teilstrichen sind durch je zwei α-Teilchen, die in rascher Folge nacheinander eintraten, hervorgerufen. Derartig einander rasch folgende Teilchen zeigten sich zeitweilig. Sie sind aber immer mit Sicherheit erkennbar, schon an der Bewegung der Elektrometernadel, die den Doppelimpuls deutlich zum Ausdruck bringt, falls nur das Intervall zwischen den Teilchen nicht kleiner als etwa eine Sekunde ist.

Aus der Tabelle ersieht man, daß die Zahl der pro Minute eintretenden Teilchen wie auch die Intervalle zwischen dem Eintritt der einzelnen Teilchen innerhalb weiter Grenzen schwankte. Diese Schwankungen sind aus wahrscheinlichkeitstheoretischen Gründen zu erwarten und zeigten sich in Übereinstimmung mit den Berechnungen.

Bestimmung der Zahl der von Radium ausgesandten α-Teilchen.

Eine Reihe von Versuchen wurde nach der beschriebenen Methode durchgeführt, um die Zahl der pro Gramm und Sekunde von Radium ausgesandten Teilchen mit der größten erreichbaren Genauigkeit zu bestimmen. Die Anordnung entsprach der in der Figur wiedergegebenen Skizze. Ein Präparat, das homogene α-Strahlen lieferte, wurde in das Glasrohr E in geeigneten Abstand von dem Fenster gebracht. Die Zahl der α-Teilchen, die im Mittel pro Minute durch das Fenster eintraten, wurde durch Beobachtung der einzelnen Elektrometerausschläge bestimmt. Unter Berücksichtigung der Größe des Fensters und des Abstandes des Präparats vom Fenster berechnet sich dann in einfacher Weise die Gesamtzahl der von diesem Präparat ausgesandten α-Teilchen.

Nach einigen Vorversuchen mit dünnen Filmen von Radium benützten wir für die definitiven Messungen nur Radium C als Strahlungsquelle.

Setzt man einen Körper für drei Stunden der Einwirkung der Radiumemanation aus, so erreicht der radioaktive Niederschlag auf ihm einen maximalen Wert. 15 Minuten nach Entfernung der Emanation ist die Strahlung, die dem Produkt Radium A zuzuschreiben ist, so gut wie verschwunden und die Strahlung rührt dann ausschließlich von Radium C her. Unter dieser Bedingung haben die austretenden α-Teilchen alle dieselbe Geschwindigkeit und zwar besitzen sie in Luft eine Reichweite von 7 cm.

Radium C als Strahlungsquelle zu benützen, hat mancherlei Vorteile. Der Niederschlag besitzt eine äußerst geringe Dicke und seine Strah-

lungsintensität kann innerhalb sehr weiter Grenzen leicht variiert werden. Der wesentlichste Vorteil liegt aber darin, daß man ohne Schwierigkeit und mit großer Sicherheit quantitativ die vorhandene Menge radioaktiven Stoffes bestimmen kann. Die durchdringenden γ-Strahlen von Radium rühren bekanntlich ausschließlich von Radium C her. Wenn man daher die γ-Strahlung des radioaktiven Niederschlags mit der γ-Strahlung eines bekannten Radiumpräparats vergleicht, so kann man die vorhandene Menge von Radium C berechnen und zwar ausgedrückt in Milligrammen Radium, das sich in radioaktivem Gleichgewicht befindet[1]).

Die einzige Schwierigkeit, die sich bei der Verwendung von Radium C als Strahlungsquelle geltend macht, liegt in dem Umstand, daß die Strahlung von Radium C rasch abklingt. Sie fällt in etwa einer Stunde auf den halben ursprünglichen Wert und nach Verlauf von zwei Stunden beträgt sie nur noch 14 % des Anfangswertes.

Bei Durchführung eines Versuches wurde in folgender Weise verfahren. Man ließ zunächst den Körper, der als Strahlungsquelle dienen sollte, für wenigstens drei Stunden in Berührung mit der Emanation. Sofort nach Entfernung der Emanation wurde die vorhandene Menge Radium C mittels eines γ-Strahlen-Elektroskops, in der Weise wie oben beschrieben, auf das genaueste bestimmt. Dann wurde der Körper in das Glasrohr E gebracht und dieses evakuiert. Nach diesen Vorbereitungen konnte mit der eigentlichen Zählung begonnen werden und zwar wurden zunächst die Elektrometerausschläge während eines Zeitraumes von 10 Minuten gezählt. Nach Verlauf dieser Zeit wurde wieder die Intensität der γ-Strahlen bestimmt und zwar mittels eines besonderen Elektroskops, das längs des Glasrohrs E verschiebbar war. Danach wurden wieder für 10 Minuten die Elektrometerausschläge gezählt usf. War die Zahl dieser Ausschläge auf einen bis zwei per Minute gefallen, so wurde die Strahlungsquelle näher an das Fenster herangeschoben und die Messungen dann in derselben Weise wie zuerst fortgesetzt. Die Gesamtdauer einer derartigen Versuchsreihe betrug etwa zwei Stunden.

Aus folgender Tabelle sind die Resultate eines Versuchs zu ersehen, der für Radium C als Strahlenquelle durchgeführt war. Das Ionisationsgefäß war in diesem speziellen Falle mit Luft von 3,75 cm Hg Druck gefüllt und die Spannungsdifferenz, die zwischen dem axialen Draht und den ihn umgebenden Zylinder herrschte, betrug 1200 Volt. Der Durchmesser des Fensters, durch das die α-Teilchen eintraten, war 1,23 mm.

Abstand der Strahlungsquelle vom Fenster	Mittelwert der γ-Strahlenintensität der Strahlenquelle	Zahl der Elektrometer-Ausschläge während 10 Min.	Zahl der α-Teilchen pro Gramm und Sekunde
350 cm	0,309 mg Ra	45	$3{,}06 \times 10^{10}$
350 „	0,154 „	25	$3{,}33 \times 10^{10}$
350 „	0,11 „	16	$2{,}96 \times 10^{10}$
150 „	0,055 „	49	$3{,}43 \times 10^{10}$
150 „	0,032 „	25	$3{,}11 \times 10^{10}$
		Mittelwert	$3{,}18 \times 10^{10}$.

Die zweite Spalte der Tabelle gibt den jeweiligen Mittelwert der γ-Strahlung des aktiven Niederschlags und zwar ausgedrückt in Milligrammen reinen Radiums im Gleichgewicht. In der dritten Spalte ist jedesmal die Zahl der während 10 Minuten beobachteten Elektrometerausschläge eingetragen, und in Spalte 4 die hieraus berechnete Gesamtzahl Q_0 aller α-Teilchen, die von Radium C im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium pro Sekunde ausgesandt werden. Die Berechnung dieser Zahl geschah in folgender Weise: Ist r der Abstand der Strahlenquelle von dem Fenster und A die Oberfläche dieses Fensters, so ist die Zahl der von der Strahlenquelle pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen gegeben durch:

$$Q = \frac{4\pi r^2}{A} n,$$

wobei n die Zahl der pro Sekunde durch das Fenster dringenden α-Teilchen bedeutet. Ist ferner ϱ die γ-Strahlenintensität, bezogen auf 1 Gramm Radium, so ergibt sich die von einem Gramm ausgesandte Zahl von α-Teilchen Q_0 durch

$$Q_0 = \frac{Q}{\varrho} = \frac{4\pi r^2}{A} \cdot \frac{n}{\varrho},$$

n und ϱ werden durch die Versuche bestimmt und r und A sind bekannte Größen. Q_0 kann daher sofort gefunden werden. Diese so berechneten Werte sind in der vierten Spalte eingetragen und zeigen, inwieweit die einzelnen Messungen übereinstimmen. Eine besonders gute Übereinstimmung ist allerdings aus wahrscheinlichkeitstheoretischen Gründen gar nicht zu erwarten. Der Zahlenwert von $\frac{4\pi r^2}{A}$ für die ersten drei Messungen (Abstand 350 cm) war $1{,}25 \times 10^8$, d. h. unter 125 000 000 α-Teilchen gelangte im Mittel nur eines durch das Fenster in das Ionisationsgefäß.

Im Verlaufe der Versuche wurden, soweit es durchführbar war, alle die Annahmen, auf denen die Berechnung der Zahl der α-Teilchen beruht, geprüft. Es zeigte sich, daß die Zahl der beobachteten Elektrometerausschläge pro-

1) Das in diesen Versuchen als Standard dienende Präparat ist schon seit Jahren für diesen Zweck in Verwendung. Das Präparat besteht aus einem Teil des Radiums, das einen Wärmeeffekt von 110 gr-cal. per Stunde und Gramm ergeben hatte.

portional war der Größe des Fensters und der Intensität der Strahlenquelle, umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der Strahlenquelle. Druck und Art des im Ionisationsgefäß vorhandenen Gases, ebenso auch die Vergrößerung der Ionisation durch das elektrische Feld änderten die Zahl der beobachteten Ausschläge nicht.

Es konnte ferner nachgewiesen werden, daß die α-Teilchen gleichmäßig nach allen Richtungen ausgesandt werden. Dies folgte daraus, daß sich für die Gesamtzahl Q der vom Präparat ausgesandten Teilchen derselbe Wert ergab, unabhängig davon, ob die in den Ionisationszylinder eintretenden Teilchen die aktive Oberfläche nahezu tangential oder im rechten Winkel verließen.

In ganz ähnlicher Weise wie das oben angegebene Beispiel wurden sieben Messungsreihen ausgeführt. Aus den Mittelwerten Q_0, die die einzelnen Messungsreihen ergaben, wurde der Gesamtmittelwert in der Weise gebildet, daß den einzelnen Q_0 ein Gewicht entsprechend der Zahl der in dem speziellen Versuch gezählten α-Teilchen gegeben wurde. Es ergab sich so für den Gesamtmittelwert Q_0 $3{,}28 \times 10^{10}$. Diese Zahl benötigte noch eine Korrektur von 3 %, die dadurch bedingt war, daß einzelne α-Teilchen kurz nach Eintritt in das Ionisationsgefäß auf den axialen Draht auftrafen und infolge des relativ kleinen elektrischen Effektes nicht gezählt wurden. Der Wert von Q_0 wird unter Beachtung dieser Korrektur und auf die zweite Stelle abgerundet: $3{,}4 \times 10^{10}$.

Wir schließen also, daß im Mittel $3{,}4 \times 10^{10}$ α-Teilchen von Radium C, das sich im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium befindet, ausgesandt werden. Dieselbe Zahl α-Teilchen wird von Radium selbst und eine viermal so große von Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten ausgesandt. Es geht das mit Sicherheit aus den Versuchen von Bragg und Boltwood hervor.

Zählung der Szintillationen.

Es ist von Interesse, die Zahl der Szintillationen, die auf einem Zinksulfidschirm hervorgerufen werden, mit der Zahl der auftreffenden α-Teilchen zu vergleichen. Es läßt sich so entscheiden, ob jedes α-Teilchen wirklich eine Szintillation hervorruft.

Um den Vergleich auf möglichst direktem Wege durchzuführen, wurde die Versuchsanordnung ganz entsprechend der früheren gewählt. Die α-Teilchen der Strahlenquelle durchflogen wieder das evakuierte Rohr E und ein bekannter Bruchteil trat durch das Glimmerfenster nach außen. An Stelle des Ionisationsgefäßes war nun aber ein sorgfältig hergestellter Zinksulfidschirm dicht an dem Fenster angebracht. Als Strahlenquelle diente wieder Radium C und die Zahl der durch das Fenster auf den Schirm fallenden α-Teilchen wurde unter der Annahme von $Q_0 = 3{,}4 \times 10^{10}$ berechnet.

Die Zählung der Szintillationen wurde mit Hilfe eines Mikroskops bewerkstelligt. E. Regener[1]) hat kürzlich Zählungen von Szintillationen durchgeführt, die durch die α-Strahlen eines Poloniumpräparates hervorgerufen waren. Er erörtert in seiner Arbeit die günstigsten Bedingungen für die mikroskopische Beobachtung von Szintillationen und es waren uns diese Ausführungen bei der Durchführung unserer Versuche von großem Nutzen.

Unsere Zählversuche, die unter wechselnden Bedingungen und vor allem für verschiedene Intensitäten der Strahlungsquelle durchgeführt wurden, ergaben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Zahl der Szintillationen und der der Berechnung gemäß auftreffenden Zahl von α-Teilchen.

Wir haben somit zwei vollkommen verschiedene Methoden, ein einzelnes α-Teilchen nachzuweisen, nämlich eine elektrische und eine optische, und die übereinstimmenden Werte, die diese beiden Methoden für die Zahl der α-Teilchen lieferten, sind an sich schon ein Beweis für die Genauigkeit des erhaltenen Resultats.

Zusammenfassung der wesentlichsten Resultate.

1. Unter Verwendung einer Multiplikationsmethode, beruhend auf der Eigenschaft der Ionen, unter gewissen Bedingungen neue Ionen durch Stoß zu erzeugen, kann der elektrische Effekt eines α-Teilchens genügend vergrößert werden, so daß er mittels eines Elektrometers leicht nachweisbar ist.

2. Die Größe des elektrischen Effektes, der durch ein α-Teilchen ausgelöst wird, hängt von der Intensität des elektrischen Feldes ab und kann innerhalb weiter Grenzen variiert werden.

3. Mittels der elektrischen Methode können die α-Teilchen von allen radioaktiven Substanzen, soweit sie solche aussenden, gezählt werden. (Es wurden durch spezielle Versuche die α-Teilchen von Uran, Thor, Radium und Aktinium nachgewiesen.)

4. Unter Benützung von Radium C als Strahlungsquelle wurde die Gesamtzahl der α-Teilchen, die pro Sekunde und Gramm von Radium ausgesandt werden, genau bestimmt. Befindet sich das Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten, so ist diese Zahl für Radium selbst $3{,}4 \times 10^{10}$ und ebenso groß für jedes der drei α-Strahlen aussendenden Zerfallsprodukte.

1) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 78, 1908.

5. Die Zahl der Szintillationen, die man an einem sorgfältig hergestellten Zinksulfidschirm beobachtet, ist innerhalb der experimentellen Fehlergrenze in Übereinstimmung mit der Zahl der auftreffenden α-Teilchen. Jedes auftreffende α-Teilchen erzeugt also eine Szintillation.

Es ist außer Zweifel, daß die beschriebene Multiplikationsmethode es ermöglicht, noch geringere Quantitäten radioaktiver Stoffe nachzuweisen, als es die bisherigen an sich schon sehr empfindlichen Methoden gestatten. Eine einfache Rechnung zeigt, daß es unter geeigneten Versuchsbedingungen sogar möglich sein müßte, ein einzelnes β-Teilchen nachzuweisen und somit auch die Zahl der von Radium ausgesandten β-Teilchen direkt zu bestimmen.

Versuche in dieser Richtung sind im Gange. Auch auf andere Fragen, die mit der vorstehenden Untersuchung in Zusammenhang stehen, hoffen wir zurückzukommen.

(Eingegangen 15. November 1908.)

Über die Strahlung des Uranium *X*.

Von Heinrich Willy Schmidt.

1. Gewinnung von Uran *X*.

Zur Trennung des Ur *X* vom Uran werden neuerdings vor allem zwei Methoden angewandt: die Moore-Schlundtsche[1]) und die Levinsche[2]). Beides sind Adsorptionsmethoden. Bei der Moore-Schlundtschen Methode wird die aktive Materie in einer organischen Flüssigkeit (z. B. Azeton) an frisch gefälltem Eisenhydroxyd, bei der Levinschen in Wasser an Tierkohle adsorbiert.

Durch beide Methoden kann man das Ur *X* fast vollständig vom Uran trennen und verhältnismäßig starke Präparate erhalten, mit denen z. B. die Absorption der Strahlen durch feste Materie in recht weiten Grenzen zu verfolgen ist. Zu bestimmten Versuchen reicht freilich die spezifische Aktivität der Präparate nicht aus; denn die Mengen der adsorbierenden Körper dürfen nicht zu klein gewählt werden, um eine günstige Ausbeute des Beobachtungsmaterials aus den Lösungen zu erhalten.

Nun hat die Herstellung von möglichst reinem Uran *X* deshalb so großes Interesse, weil Ur *X* wohl das einzige der nicht zu schnell zerfallenden Radioelemente ist, das nur β-Strahlen aussendet und bei dem Strahlen der darauffolgenden Umwandlungsprodukte nicht in Betracht kommen. — Durch Einäschern der Kohle kann man die aktive Materie stark konzentrieren. Doch genügte die spezifische Aktivität so erhaltener Präparate noch nicht für meine Zwecke. — Ich versuchte deshalb auf eine etwas andere Weise das Ur *X* zu konzentrieren, indem ich die alte Becquerelsche Methode (Fällung des Ur *X* durch Bariumsulfat) mit der Moore-Schlundtschen Methode vereinte. Ich kochte also das aktivierte Eisenhydroxyd in Salzsäure, setzte ein Körnchen Bariumchlorid zu und fällte dieses als Sulfat mit verdünnter Schwefelsäure aus. Auf diese Weise gelang es zwar nicht, das gesamte Uran *X* mit dem Bariumsulfat zu gewinnen; immerhin war das ausgefällte Bariumsulfat, auf gleiche Gewichtsmengen bezogen, etwa 5000 mal so stark als das ursprüngliche Urannitrat.

2. Magnetische Ablenkung der β-Strahlen.

Mit einem so hergestellten Präparat konnte ich die magnetische Ablenkung der durchdringenden Ur-*X*-Strahlen bestimmen. Ich wandte dieselbe Methode an, die ich bei Versuchen mit *Ra E* in dieser Zeitschrift beschrieben habe[1]). In den Spalt eines Ringmagneten wurde ein Diaphragma geschoben. Dieses bestand aus drei miteinander fest verbundenen Messingblechen, die so geschlitzt waren, daß die Schlitze auf einem zu den magnetischen Kraftlinien senkrechten Kreis von 2,20 cm Radius lagen. Das Präparat wurde auf den Schlitz des horizontalen Bleches gelegt. Bei geeigneter Stärke des Magnetfeldes konnte man es erreichen, daß die Strahlen eine Kreisbahn von 2,20 cm Krümmungsradius bildeten, daß also ein Maximum von Strahlen durch das Loch des vertikalen Diaphragmas austrat. Die Stärke der Strahlung wurde mit Hilfe eines Blattelektrometers ermittelt, das vor dem Loche des vertikalen Diaphragmas stand.

Bei den Messungen wurde das Wandern des Blättchens abwechselnd bei der Feldstärke Null und einer beliebigen Feldstärke über jedesmal 10 Skalenteile verfolgt. Da der Durchgang durch jeden einzelnen Skalenteil beobachtet wurde, war es möglich, durch Mittelwertsmethoden ein verhältnismäßig genaues Resultat zu erhalten. Es mußte nämlich eine möglichst große Genauigkeit erreicht werden, weil eine Änderung der Feldstärke auf die gemessene Strahlungsintensität einen nur geringen Einfluß hatte. Im besten Fall konnte nämlich die im Elektrometer gemessene Zerstreuung nur auf den dreifachen Wert gebracht werden, die sie

1) R. B. Moore und H. Schlundt, Phil. Mag. (2) **12**, 393, 1906.
2) M. Levin, diese Zeitschr. 7, 692, 1906.

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

bei der Feldstärke Null hatte. Das lag an der natürlichen Zerstreuung des Apparates oder vielmehr, da diese ziemlich klein war, an der geringen Stärke des Ur-X-Präparates. Bei einem stärkeren Präparate wären die Verhältnisse sicher günstiger gewesen. Auch drangen — wohl zum größten Teil infolge diffuser Zerstreuung an den Diaphragmawänden — selbst bei der Feldstärke Null Strahlen vom Präparate aus in das Elektrometer ein.

Die Genauigkeit der Messungen ist aus folgendem Beobachtungssatz zu ersehen, bei dem in der ersten Zeile die Magnetisierungsstromstärke $\mathcal{J}$ in Ampere und in der zweiten Zeile die beobachtete Zerstreuung Z in relativem Maße steht:

$\mathcal{J}$	0	0,65	0	0,80	0	1,00	0	1,20	0	1,40
Z	1,05	1,80	1,07	2,10	1,05	2,56	1,02	2,74	1,00	2,84
$\mathcal{J}$	0	1,60	0	1,80	0	2,00	0			
Z	1,02	2,72	1,03	2,68	1,04	2,40	1,02			

Wir ersehen aus diesen Zahlen, daß die bei der Stromstärke 0 bestimmten Zerstreuungswerte im Maximalfall um ca. 3 Proz. vom Mittelwerte abweichen; der wahrscheinliche Fehler in den bei höheren Feldstärken bestimmten Werten wird also etwas kleiner als 3 Proz. sein, da mit wachsenden absoluten Werten die Genauigkeit von Zerstreuungsmessungen zunimmt.

Im ganzen sind drei verschiedene Beobachtungssätze unter nur wenig veränderten Bedingungen aufgenommen worden. Die Resultate sind in Fig. 1 vereinigt. Als Ordinate ist nicht Z eingetragen, sondern $Z-Z_0$, d. h. die jeweilige Zerstreuung vermindert um die bei der Feldstärke 0.

Aus Figur 1 ist zu erkennen, daß in allen drei Sätzen ein Maximum der Strahlungswirkung bei 1,40 Amp. vorhanden ist. Diese Stromstärke erzeugt im Spalt des Feldmagneten

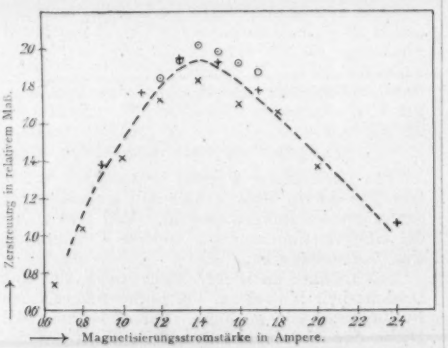


Fig. 1.

eine Feldstärke $H = 1870$ Gauß. Nun gilt bekanntlich:

$$R \cdot H = \frac{m}{e} \cdot v, \qquad (1)$$

wo R den Krümmungsradius der Bahnkurve ($= 2{,}20$ cm), v die Geschwindigkeit und e/m das Verhältnis von Ladung zu Masse der β-Teilchen bedeutet.

Nach den Messungen von Bucherer [1]) müssen wir es als sicher ansehen, daß für ein bewegtes elektrisches Teilchen die Lorentzsche Gleichung gilt:

$$e/m = e/m_0 \cdot (1 - \beta^2)^{1/2}, \qquad (2)$$

wo β das Verhältnis der Geschwindigkeit des Teilchens zur Lichtgeschwindigkeit und e/m_0 das Verhältnis von Ladung zu Masse bei der Geschwindigkeit 0 bedeutet. Da Bucherer aus seinen so sorgfältigen Messungen für e/m_0 den Wert $1{,}730 \cdot 10^7$ E.M.K. ableitet, so sind in Gl. (1) und (2) alle Größen bekannt, um v und e/m gesondert zu bestimmen. Es ergibt sich:

$$v = 2{,}76 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}67 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

Unter Zugrundelegung der Kaufmannschen Beobachtungen [2]) finden wir die hiervon nur wenig abweichenden Werte:

$$v = 2{,}79 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}68 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

Diese Werte liegen nahe an den von Kaufmann festgestellten Extremwerten:

$$v = 2{,}83 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}63 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

Das war zu erwarten. Denn die Durchdringungsfähigkeit der schnellsten Radium-β-Strahlen ist nur wenig größer als die der Uran-β-Strahlen. So ist z. B. die als Absorptionskoeffizient bezeichnete Größe bei Aluminium:

für die schnellsten Radiumstrahlen [3])
$$\mu = 13{,}1 \text{ cm}^{-1}$$
für die homogenen Uranstrahlen [4])
$$\mu = 14{,}4 \text{ cm}^{-1}$$

Für die homogenen Radium E-Strahlen ($\mu = 40$ cm^{-1}) war früher [5]) unter den gleichen Versuchsbedingungen die maximale Feldstärke zu 990 Gauß bestimmt und die Werte v und e/m nach den Kaufmannschen Messungen zu $2{,}49 \cdot 10^{10}$ cm/sec^{-1} und $1{,}15 \cdot 10^7$ E.M.E. berechnet. Nach Lorentz-Bucherer ergibt sich:

$$v = 2{,}31 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}^{-1}$$
$$e/m = 1{,}08 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

3. Die leicht absorbierbare Strahlung.

Neben den eben untersuchten β-Strahlen mit $\mu = 14{,}4$ cm^{-1} wird von Uran X eine weiche

1) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. **9**, 755, 1908.
2) W. Kaufmann, Göttinger Nachr., 8. Nov. 1901.
3) H. W. Schmidt, Ann. d. Ph. (4) **21**, 654, 1906.
4) siehe Gl. (4).
5) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

Strahlung ausgesandt. Diese wurde von Moore und Schlundt[1]) sowie von Heß[2]) als eine α-Strahlung, von Levin[3]) als eine β-Strahlung angesehen. Die Angaben von Heß stützen sich auf Absorptionsmessungen, die von Levin auf Absorptionsmessungen und Ablenkungsversuche im Magnetfeld. Durch die Arbeiten Levins dürfte entschieden sein, daß die weichen von Ur X ausgehenden Strahlen magnetisch leicht ablenkbar und keine α-Strahlen sind. Daß die Strahlen in derselben Richtung, wie die β-Strahlen abgelenkt werden, geht aus den bisher mitgeteilten Versuchen nicht hervor. Auch scheint mir die von Levin ausgesprochene Vermutung, daß die weiche Strahlung vielleicht durch die Wirkung der gewöhnlichen β-Strahlen ausgelöst würde, einer experimentellen Prüfung zu bedürfen. Ich möchte deshalb einige zur Klärung dieser Fragen gemachte Versuche hier mitteilen.

a) Absorptionsmessungen.

Wenige Milligramm eines nach 1 hergestellten Ur-X-Präparates wurden mit einer ganz dünnen Mastix-Chloroformlösung zusammen auf ein Aluminiumfolieblatt von ca. 0,003 mm Dicke aufgetragen, so daß die aktive Schicht einen Kreis von ca. 2,5 cm D.-M. bedeckte. — Diese Folie wurde, mit der aktiven Schicht nach oben, unter Zwischenschaltung anderer Folien auf das offene Zerstreuungsgefäß eines früher beschriebenen Blattelektrometers gelegt[4]). Durchmesser und Höhe des Zerstreuungsgefäßes betrug 7 cm. Damit die Folien glatt auflagen, war das Zerstreuungsgefäß oben mit einem steifen Papprand umgeben; außerdem wurden die Folien mit einem Bleiring beschwert, der so groß war, daß eine störende Reflexion der Strahlen an ihm nicht in Betracht kam.

Die Resultate sind in Fig. 2 zusammengestellt, in der als Abszisse die Anzahl Folieblätter, als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen ist. Die Kurven sind mit denen von Levin (l. c., Fig. 1) völlig identisch. Wir haben also mit zunehmender Filterdicke erst einen schnellen, dann einen langsamen Abfall der gemessenen Strahlungsintensität.

Ich versuchte die Kurve a der Fig. 2 durch Übereinanderlagerung zweier Exponentialkurven von der Form:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_1 e^{-\mu_1 x} + \mathcal{J}_2 e^{-\mu_2 x} \qquad (3)$$

zu erhalten. Hier bedeutet $1/\mu_1$ bezw. $1/\mu_2$ die Durchdringungsfähigkeit der weichen, bezw. harten Strahlung, $\mathcal{J}_1$ bezw. $\mathcal{J}_2$ die Strahlungsintensitäten der beiden Strahlungen bei unbedecktem Präparat und $\mathcal{J}$ die gemessene Gesamtstrahlung. Da das erste Glied auf der rechten Seite von (3) mit zunehmender Schichtdicke x sehr schnell verschwindet, kann man aus den bei nicht zu kleinen Filterdicken gemachten Beobachtungen μ_2 und $\mathcal{J}_2$ berechnen und dann die Größe $\mathcal{J}_2 \cdot e^{-\mu_2 x}$ auch für kleine Filterdicken auswerten. Durch Subtraktion dieser Größe vom experimentell gefundenen $\mathcal{J}$ findet man dann $\mathcal{J}_1 \cdot e^{-\mu_1 x}$ und durch Kombination mehrerer solcher für verschiedenen x gültigen Werte $\mathcal{J}_1$ und μ_1 einzeln.

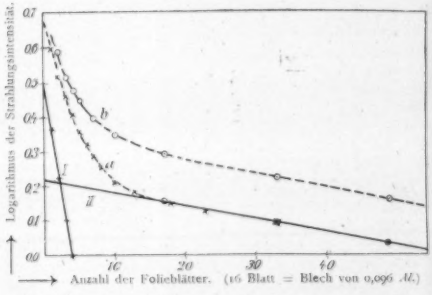


Fig. 2.

In Figur 2 ist die Extrapolation für kleine Filterdicken graphisch durchgeführt, indem eine Gerade durch die für größere Filterdicken festgestellten Kurvenpunkte gelegt und bis zur Ordinatenachse verlängert wurde (Kurve II). Außerdem sind in Fig. 2 die Logarithmen der Werte eingezeichnet, die sich durch Subtraktion der aus II abgeleiteten Werte von den experimentell bestimmten Werten $\mathcal{J}$ ergeben. Diese Punkte liegen ebenfalls auf einer Geraden (Kurve I).

Aus dem geradlinigen Verlauf der Kurven I und II folgt, daß sich die von Ur X ausgehende Strahlung als die Summe zweier Strahlungen auffassen läßt, die beide nach einem reinen Exponentialgesetz durch Aluminium hindurchgehen. In unserem speziellen Fall erhalten wir für Gl. (3):

$$\mathcal{J} = 16{,}5 \cdot (1{,}8\, e^{-519x} + e^{-14{,}4x}). \qquad (3')$$

Die nach dieser Formel bestimmten Werte von $\mathcal{J}$ sind in Tab. 1 mit den experimentell gefundenen zusammengestellt. Wir sehen, daß die Übereinstimmung der beiden Zahlenreihen eine vorzügliche ist.

Ich möchte an dieser Stelle noch auf eine Unsicherheit hinweisen, die in der numerischen Bestimmung von μ_1 liegt. Berechnet man die Dicke der Aluminiumfolie auf die übliche Weise aus der Dichte und dem Gewicht der Flächen-

1) l. c.
2) F. Heß, Wien. Ber. 116, (IIa) 1, 1907.
3) M. Levin, diese Zeitschr. 8, 585, 1907.
4) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 6, 562, 1905.

Tabelle 1.

Anzahl der Folieblätter bezw. Bleche	Strahlungsintensität gefunden	berechnet
0 Blatt	—	46,2
1 „	39,4	39,4
2 „	32,9	33,3
3 „	28,7	28,8
4 „	25,4	25,3
5 „	22,6	22,8
6 „	20,8	20,8
7 „	19,3	19,3
8 „	18,1	18,2
10 „	16,6	16,8
13 „	15,3	15,4
18 „	14,1	14,2
23 „	13,3	13,5
33 „	12,3	12,4
1 Blatt + 1 Blech	14,2	14,2
„ + 2 „	12,4	12,4
„ + 3 „	10,8	10,8

16 Blatt = 1 Blech = 0,096 mm.

einheit, so ergab sich der Wert 0,00364 mm. Nun waren bereits 16 Folieblätter, die einer Dicke von $16 \times 0{,}00364$ mm $= 0{,}0583$ mm entsprachen, in ihrer absorbierenden Wirkung mit einem Aluminiumblech von 0,096 mm identisch. Offenbar haben wir es also hier mit einem Einfluß der vielen einzelnen Oberflächen zu tun. Ich habe früher schon einmal mit β-Strahlen von Radium feststellen können[1]), daß sich bei Absorptionsmessungen Unterschiede bei Anwendung eines Bleches, oder bei Anwendung vieler Folien von gleicher Dicke zeigen und glaube jetzt die Erscheinung mit Hilfe einiger von McClelland[2]) gemachten Experimente erklären zu können. McClelland ließ β-Strahlen von Radium schräg auf Metallplatten fallen und fand ein Maximum der reflektierten Strahlung in der Einfallsebene auf der anderen Seite des Einfallslotes. Es tritt also in diesem Falle nicht eine nach allen Seiten gleichmäßige diffuse Reflexion der Strahlen ein, sondern es bleibt eine bestimmte Richtung bevorzugt. — Ob diese Unsymmetrie aus einer Unsymmetrie der in der Grenzschicht auf die β-Teilchen wirkenden Kräfte erklärt werden kann, ist für den hier betrachteten Fall gleichgültig. Hier genügt, daß eine Unsymmetrie in der Strahlenverteilung vorhanden ist, und daß dadurch eine vermehrte Streuung der Strahlen nach seitwärts und rückwärts wahrscheinlich gemacht wird.

Der Gl. (3′) und den Rechnungen der Tab. 1 ist eine Dicke des Aluminiumblättchens von $0{,}096 : 16 = 0{,}006$ mm zugrunde gelegt, also nicht die direkt bestimmte Dicke, sondern die Dicke, die sich aus Vergleich der absorbierenden Wirkung von 16 Folieblättern und einem Blech von 0,096 mm Dicke ergibt.

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **21**, 618, 1906.
2) J. A. McClelland, Proc. Roy. Soc. A. **80**, 501, 1908.

Das Exponentialgesetz (3) würde schon dafür sprechen, daß die weiche Strahlung eine β-Strahlung ist. Aber Absorptionsbestimmungen mit so dünnen Filtern, wie den hier benutzten, können leicht zu falschen Schlüssen führen. Levin hat deshalb die Frage dadurch zu entscheiden gesucht, daß er die Strahlen vor ihrem Eindringen in das Ionisationsgefäß erst einige Zentimeter durch Luft fliegen ließ; α-Teilchen müßten auf diesem Wege völlig absorbiert werden. Es zeigte sich nun, daß die Intensität der weichen Strahlung durch die Absorption in der Luft nur vermindert wurde. Dasselbe geht aus einem in Fig. 2 Kurve b mitgeteilten Versuche hervor, bei dem sich das strahlende Präparat 3 cm über dem mit den Filtern bedeckten Zerstreuungsgefäß befand. — Auf jeden Fall sind also die weichen Uran-X-Strahlen keine α-Strahlen.

b) Messungen im magnetischen Felde.

Daß diese Strahlen wirklich β-Teilchen sind, konnte durch den Sinn ihrer Ablenkung im Magnetfeld nachgewiesen werden. Aus einem Filter, in dem sich eine kaum wägbare Menge des in angegebener Weise aktivierten Bariumsulfats befand, wurde ein schmaler Streifen von 1 cm Breite und 5 cm Länge herausgeschnitten. Dieser Streifen wurde auf ein Diaphragma aus dünnem Kartonpapier gelegt, dessen Durchschnitt in Fig. 3 dargestellt ist. Das Diaphragma

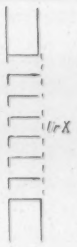


Fig. 3.

hatte (senkrecht zur Ebene der Figur) eine Höhe von 1 cm und paßte gerade in den Spalt des unter 2 erwähnten Ringmagneten. Es war aus dünnem Kartonpapier hergestellt worden, damit die weichen Ur-X-Strahlen durch die Kartonstreifen völlig absorbiert würden, die harten so gut wie unbeeinflußt hindurchgingen. Die durch die Lücken des Diaphragmas hindurchgehenden Strahlen fielen in einen geeignet geformten Zerstreuungskörper, der auf der dem Diaphragma zugewandten Seite einen mit dünner Aluminiumfolie verschlossenen Schlitz hatte. Wurde jetzt

das Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht zur Ebene der Fig. 3 liefen, erregt, so war eine Verminderung der Zerstreuung festzustellen. Das ist aus Tab. 2 zu ersehen. In dieser Tabelle ist ein fortlaufender Beobachtungssatz angegeben, in dem das Wandern des Elektroskopblättchens über je 5 Teilstriche der Okularskala in der Reihenfolge beobachtet wurde: ohne Magnetfeld, mit Magnetfeld in der einen, mit Magnetfeld in der anderen Richtung, ohne Magnetfeld usw.

Tabelle 2.

Magnetfeld	Zerstreuung ohne Kartonblatt	mit Kartonblatt
o	16,7	10,2
↑	13,9	10,2
↓	15,5	10,2
o	16,4	10,4
↑	14,3	10,3
↓	15,2	10,7
o	16,7	10,3
↑	13,5	10,3
↓	14,5	
o	16,1	

Wir ersehen aus Tab. 2, daß es einen Unterschied ausmacht, ob (im Sinne der Fig. 3) die Kraftlinien vom Beschauer weg (↑) oder auf ihn zulaufen (↓). Die Verminderung der Zerstreuung ist größer im ersten Falle: das ist ein Beweis, daß von dem radioaktiven Film negative Teilchen weggeschleudert werden. Und daß diese bewegten Elektronen mit den weichen von Uran X ausgehenden Strahlen identisch sind, beweist ein ebenfalls in Tab. 2 mitgeteilter Kontrollversuch, bei dem vor die Aluminiumwand des Zerstreuungsgefäßes ein dünnes Kartonblatt gehalten wurde. Durch dieses werden die weichen β-Strahlen, wie wir bereits bemerkten, völlig absorbiert, die harten so gut wie nicht beeinflußt. Hier ist kein Unterschied zu erkennen, ob das Magnetfeld erregt war oder nicht.

4. Absorptionskurven bei sehr dünner Schicht des strahlenden Materials.

Die Absorption und Reflexion der von Ur-X ausgehenden harten β-Strahlung (mit $\mu = 14{,}4\,\mathrm{cm}^{-1}$ für Aluminium) ist von mir in einer früheren Arbeit für eine große Anzahl von Substanzen bestimmt worden. Ich hatte dabei ein nach der Moore-Schlundtschen Methode hergestelltes Ur-X-Präparat auf eine Aluminiumplatte von ca. 0,1 mm Dicke aufgetragen, so daß es eine Kreisfläche von ca. 8 cm D.-M. bedeckte. Diese Aluminiumplatte hatte sich bei den Versuchen insofern störend bemerkbar gemacht, als sie selbst einen Teil der in Betracht kommenden Strahlung reflektierte und absorbierte. Um von diesen Störungen möglichst frei zu werden, verwandte ich bei den hier mitgeteilten Messungen ein nach 3a mit Ur X bedecktes Folieblatt aus Aluminium oder Zinn. Die zu untersuchende Substanz wurde wieder zwischen Folie und Zerstreuungsgefäß geschoben und die Zerstreuung gemessen, wenn einmal die oben befindliche aktive Materie unbedeckt, dann mit sehr dicken Platten bestimmter Metalle bedeckt war.

Bei dem in Fig. 4 mitgeteilten Versuche wurde als strahlende Substanz die aktivierte dünne Zinnfolie und als absorbierende und reflektierende Substanz ebenfalls Zinn genommen. Da die Dicke der aktiven Schicht sogar gegen das

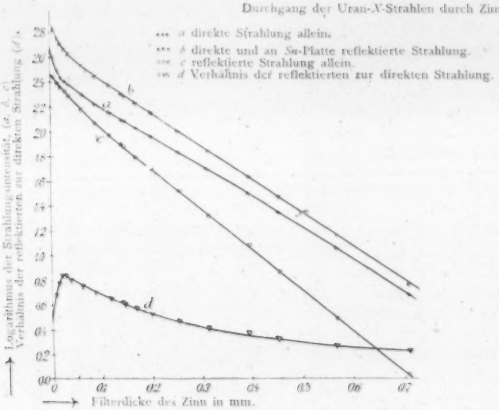


Fig. 4.

dünne Folienblättchen von 0,007 mm Dicke zu vernachlässigen war, haben wir es hier praktisch bloß mit einer Substanz zu tun.

In Fig. 4 sind 4 Kurven eingezeichnet. Kurve *a* ist bei unbedecktem Ur X gewonnen; Kurve *b*, wenn eine dicke Zinnplatte darüber lag. In Kurve *c* ist die reflektierte Strahlung allein dargestellt, oder genauer gesprochen, die Strahlung, die beim Auflegen der Zinnplatte auf die aktive Schicht zu der bereits vorhandenen hinzukommt. Diese Strahlung wird erhalten als Differenz der Strahlungen mit und ohne Zinnplatte. Schließlich ist in Kurve *d* das Verhältnis der reflektierten zur direkten Strahlung eingetragen und zwar sind hier als Ordinaten die Quotienten selbst genommen, während bei den Kurven *a* bis *c* die Logarithmen der Strahlungsintensität eingezeichnet sind.

Aus Fig. 4 ist zu erkennen, daß die Kurve *a* für die direkte Strahlung sich am wenigsten einer Exponentialkurve nähert, während die beiden anderen von der Filterdicke 0,15 mm an in dem untersuchten Bereich rein exponentiell mit $\mu = 62{,}3\ \mathrm{cm}^{-1}$ und $\mu = 75{,}0\ \mathrm{cm}^{-1}$ verlaufen. Für die direkte Strahlung läßt sich der Koeffizient μ nach der Differentialformel berechnen:

$$d\mathcal{J} = -\mu \cdot \mathcal{J} \cdot dx \qquad (4)$$

Man erhält dann bei dem hier mitgeteilten Beobachtungssatze:

für $x =$	0,1 mm	$\mu = 58{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}$
	0,2 „	53,5 „
	0,3 „	55,5 „
	0,5 „	60,0 „

Wir haben also bei der direkten Strahlung erst eine Zunahme, dann eine Abnahme der Durchdringungsfähigkeit $1/\mu$, während diese sowohl für die reflektierte Strahlung allein, als für die direkte und reflektierte zusammen konstant zu sein scheint.

Bevor wir an eine Erklärung dieser merkwürdigen Tatsachen herangehen, wollen wir uns fragen, welche Gesetze wir für den Durchgang der Strahlen durch Materie unter Zugrundelegung bestimmter Annahmen erwarten dürfen.

Meinen früheren Untersuchungen hatte ich die folgenden Annahmen zugrunde gelegt:

1. In der Schicht dx wird von der hindurchgehenden Strahlung i die Menge $\alpha . i . dx$ absorbiert, d. h. in eine andere Energieform umgesetzt, und

2. die Menge $\beta . i . dx$ reflektiert, d. h. in entgegengesetzter Richtung mit der gleichen Geschwindigkeit zurückgeworfen.

3. α und β sind Konstanten, die einer bestimmten Strahlenart und einem bestimmten Material charakteristisch sind.

4. Die reflektierte Strahlung verhält sich in bezug auf Absorption und Reflexion genau so wie die primäre Strahlung.

5. Oberflächeneffekte sind nicht vorhanden: wir haben nur „Volumreflexionen" vor uns.

6. Ebenfalls ist eine eigentliche Sekundärstrahlung nicht vorhanden; zu den primären β-Teilchen kommen also neue, aus der durchstrahlten Materie stammende Elektronen nicht hinzu, oder sie haben, wenn sie wirklich entstehen, eine so geringe Geschwindigkeit, daß ihre ionisierende Wirkung zu vernachlässigen ist.

7. Von einer Streuung der Strahlung wird abgesehen; es wird also nur eine senkrecht zur Plattenoberfläche nach unten und oben gehende Strahlung angenommen.

Während die meisten dieser Annahmen höchstwahrscheinlich ganz allgemeine Gültigkeit haben und sich den wirklichen Verhältnissen gut anpassen, sind die Annahmen, daß keine Streuung stattfindet und die reflektierten Strahlen in der gleichen Richtung zurückgehen, nur gemacht, um das Problem rechnerisch verfolgen zu können. In Wirklichkeit wird die Streuung einen großen Einfluß haben und überhaupt von der Reflexion nicht zu trennen sein. Denn von einem Parallelstrahlenbündel wird nur ein verhältnismäßig kleiner Teil in derselben Richtung weitergehen und der größte Teil aus der ursprünglichen Richtung durch Kräfte abgelenkt werden, die zwischen den β-Teilchen und den Atomen, bez. den an diesen haftenden Elektronen wirken.

Unter diesen Voraussetzungen bekommt man für die reflektierte Strahlungsenergie ϱ und für die durchgelassene Strahlungsenergie δ die Diff.-Gl.:

$$\frac{d\varrho}{dx} = \beta\delta^2 \qquad (5)$$

$$\frac{d\delta}{dx} = -(\alpha+\beta)\delta + \beta . \delta . \varrho, \qquad (6)$$

wo x die durchstrahlte Schichtdicke bedeutet. Die Lösung dieser Diff.-Gl. läßt sich in der Form schreiben:

$$\varrho = \frac{\rho\,(1 - e^{-2\mu x})}{1 - \rho^2 e^{-2\mu x}}, \qquad (7)$$

$$\delta = \frac{e^{-\mu x}}{1 - \rho^2 \cdot e^{-2\mu x}} \cdot (1 - \rho^2), \qquad (8)$$

wo die hier auftretenden Konstanten μ und ρ mit α und β durch die Gleichungen verbunden sind:

$$\alpha = \mu \cdot \frac{1-\rho}{1+\rho} \text{ und } \beta = 2\mu \cdot \frac{\rho}{1-\rho^2}. \qquad (9)$$

Setzt man für μ und ρ bestimmte Werte ein, so ergibt sich aus (7), daß die reflektierte Strahlung erst schnell, dann langsam bis zu dem Grenzwert $\varrho = \rho$ für $x = \infty$ ansteigt. ρ ist also der Teil der einfallenden Strahlungsintensität, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird.

Die durchgelassene Strahlung δ nimmt nach Gl. (8) für nicht zu kleine Filterdicken nach

einem Exponentialgesetz mit μ im Exponenten ab. Für nicht zu kleine x wird nämlich:

$$\delta = (1 - \rho^2) e^{-\mu x}. \qquad (10)$$

Für kleine Filterdicken ergibt sich eine Abweichung vom Exponentialgesetz.

Die Gl. (7) und (8) sind unter der Berücksichtigung der Grenzbedingung abgeleitet, daß die aktive Materie in sehr dünner Schicht vorliegt und daß sie unbedeckt ist. Wenn sich eine Platte von demselben Material wie das zu untersuchende auf der aktiven Schicht befindet, so muß man, wie man sich an Hand der in der Originalarbeit gegebenen Figuren leicht überzeugen kann, die Veränderliche ϱ in (6) durch die Konstante ρ, d. h. durch die von einer sehr dicken Platte reflektierte Strahlungsenergie, ersetzen. Es wird dann unter Berücksichtigung von (9):

$$\frac{d\delta}{dx} = -[\alpha + \beta(1 - \rho)]\delta = -\mu\delta. \qquad (11)$$

Das gibt integriert:

$$\delta = (1 + \rho) e^{-\mu x}, \qquad (12)$$

wo sich der Faktor $1 + \rho$ aus der Grenzbedingung ergibt, daß für $x = 0$ die Strahlungsenergie $1 + \rho$ nach unten von der sehr dicken Platte ausgesandt wird. Diese Menge $1 + \rho$ geht deshalb nach unten, da wir die von der aktiven Schicht allein nach unten gestrahlte Menge $= 1$ gesetzt haben und zu dieser Menge der Bruchteil ρ der nach oben gehenden Strahlung hinzukommt, der von der dicken Platte wieder nach unten reflektiert wird.

Gl. (11) stellt ein reines Exponentialgesetz dar ohne Abweichungen bei kleinen Filterdicken.

Wir wenden uns jetzt wieder den Kurven *a* und *b* der Fig. 4 zu. Kurve *b* ist, bis auf anfängliche durch die sehr weiche von Ur *X* ausgehende Strahlung verursachte Abweichungen, eine Gerade. Das steht in völliger Übereinstimmung mit Gl. (12). Kurve *a* zeigt deutliche Abweichungen von einer Geraden. Nach (10) muß die theoretische Kurve für nicht zu kleine Filterdicken ebenfalls eine Exponentialkurve sein und zwar mit derselben Neigung wie eine nach Gl. (12) gezeichnete Kurve. Hier steht also Theorie und Experiment nicht in Übereinstimmung.

Wir werden uns deshalb fragen, wie es kommt, daß unter Zugrundelegung derselben Annahmen die eine theoretische Formel (12) mit dem Experiment übereinstimmt, die andere (10) dagegen nicht.

Wenn es zunächst gestattet wäre, von der Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment rückwärts auf die Gültigkeit der Voraussetzungen zu schließen, so würde man zu dem Resultate kommen, daß für den Fall der Kurve *b* unsere Voraussetzungen 1—7 gültig sind, dagegen nicht für den Fall der Kurve *a*. Freilich muß man bei einem derartigen Schluß nach rückwärts immer daran denken, daß man zu einem bestimmten Endergebnis unter Zugrundelegung ganz verschiedener Voraussetzungen kommen kann. Das Endergebnis wird stets eindeutig durch die Voraussetzungen festgelegt, nicht aber umgekehrt die Voraussetzungen durch das Endergebnis.

Auf jeden Fall können die Voraussetzungen 1—7 bei der Versuchsanordnung der Kurve *a* nicht streng richtig sein, während es möglich ist, daß sie bei der Versuchsanordnung der Kurve *b* gelten.

Nun hatten wir ja bereits darauf hingewiesen, daß die Voraussetzung 7, nach der sich die Teilchen in einer bevorzugten Richtung bewegen sollen, ganz sicher nicht erfüllt ist. Die Teilchen werden eben von der aktiven Schicht aus nach allen Seiten gleichmäßig fortgeschleudert und sie verteilen sich infolge der Streuung auch innerhalb der Materie nach allen Seiten. Wenn diese Verteilung gleichmäßig ist, so macht es bei der rechnerischen Durchführung prinzipiell nichts aus, ob wir alle oder bloß eine Richtung in Betracht ziehen. Z. B. kann man sich bei gaskinetischen Rechnungen sehr oft mit einer bezw. mit drei bevorzugten Richtungen begnügen und findet dabei genau dieselben Gesetze, wie bei strengster Berücksichtigung der tatsächlichen Verhältnisse. Höchstens ergeben sich kleine Unterschiede im numerischen Werte der berechneten Konstanten. Und gerade beim Durchgang der β-Teilchen durch Materie haben wir ganz ähnliche Verhältnisse, wie etwa bei der Diffusion eines Gases in ein anderes.

Wir werden uns nun fragen, ob wir unter den angegebenen Versuchsbedingungen innerhalb der aktiven Materie wirklich eine gleichmäßige Strahlenverteilung annehmen dürfen. Genaueres können wir hier nicht sagen, da wir über den eigentlichen Mechanismus des Durchgangs der β-Teilchen durch Materie zu wenig wissen. Es ist sehr wohl möglich, daß an einer Grenzfläche Metall-Luft irgendwelche Unsymmetrien in der Strahlenverteilung eintreten. Die bereits erwähnten McClellandschen Versuche deuten ja darauf hin. Entschieden wird mitten im Metall am ehesten eine gleichmäßige Verteilung anzunehmen sein. Vielleicht kommen wir deshalb bei der Versuchsanordnung der Kurve *b*, wo sich gleichwertiges Material über und unter der aktiven Schicht befindet, der Voraussetzung einer gleichmäßigen Strahlenverteilung am nächsten, und ist es diesem Umstande zuzuschreiben, daß die Kurve *b* so gut mit der Theorie übereinstimmt.

Aber wir können die Kurven *a* und *b* auch noch auf eine andere Weise aus der nicht völlig strengen Gültigkeit unserer Voraussetzungen er-

klären, daß nämlich die β-Teilchen mit zunehmender Weglänge in der durchstrahlten Materie einen ganz geringen Geschwindigkeitsverlust erleiden und infolgedessen die Konstanten α und β der Gl. (5) und (6) bezw. die Konstanten ρ und μ der Gl. (7) und (8) etwas geändert werden.

Ist das wirklich der Fall, so wird die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen mit der durchstrahlten Schichtdicke abnehmen, es wird also μ in Gl. (4) größer werden. Wenn wir deshalb den Logarithmus der Strahlungsintensität in seiner Abhängigkeit von der Filterdicke in ein Kurvenblatt eintragen, bekommen wir eine Kurve, die immer steiler zur Abszissenachse geneigt wird, also nach oben konvex gekrümmt ist. Eine solche Kurve haben wir nun tatsächlich in Fig. 4a erhalten.

Betrachten wir jetzt die Kurve für die reflektierte Strahlung allein (Fig. 4c), so sehen wir, daß sie steiler gegen die Abszissenachse geneigt ist, als die Kurve a der direkten Strahlung. Das ist weiter nicht auffallend, da die an der oberen Platte reflektierten Teilchen d durchschnittlich in der durchstrahlten Materie einen größeren Weg zurücklegen werden, als die direkt hindurchgehenden. Denn die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Anzahl von Richtungsänderungen und einen damit verbundenen Geschwindigkeitsverlust muß mit dem in der durchstrahlten Materie zurückgelegten Weg zunehmen.

Wenn wir von einem „durchschnittlichen" Weg der Teilchen sprechen, so setzen wir stillschweigend voraus, daß nicht sämtliche Teilchen den gleichen Weg in der durchstrahlten Materie zurücklegen, daß also nicht sämtliche Teilchen denselben Geschwindigkeitsverlust erfahren. Nach Durchfliegen einer bestimmten Filterdicke haben also die austretenden Teilchen nicht durchweg die gleiche Geschwindigkeit, vielmehr werden sich die Geschwindigkeiten der einzelnen Teilchen gesetzmäßig um einen Mittelwert verteilen. Wir müssen deshalb auch von einer „durchschnittlichen" Geschwindigkeit und einem „durchschnittlichen" Durchdringungsvermögen der Teilchen an einer bestimmten Stelle sprechen.

Nach diesen Überlegungen wäre zu erwarten, daß das durchschnittliche Durchdringungsvermögen der reflektierten Strahlen mit zunehmender Filterdicke abnimmt, geradeso wie das der direkten Strahlen. — Kurve c in Fig. 4 ist aber innerhalb der Fehlergrenze eine gerade Linie, die auf ein konstantes mittleres Durchdringungsvermögen, also auf eine konstante mittlere Geschwindigkeit hindeutet. Das läßt sich mit den vorhin gemachten Überlegungen nicht in Einklang bringen.

Wir werden also auch für den Fall, daß wir von einer Konstanz der Geschwindigkeit absehen, zu Schlußfolgerungen geführt, die mit dem Experimente in direktem Widerspruche stehen. Deshalb können wir vorläufig nicht entscheiden, wie unsere den theoretischen Ausführungen zugrunde gelegten Annahmen umzuändern sind. Wir müssen eingestehen, daß sie wohl in erster Annäherung zu einer Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment führen, daß sie aber zur genauen Darstellung der experimentell gefundenen Tatsachen nicht ausreichen. Es ist möglich, daß die Abweichungen von dem theoretisch erforderlichen Exponentialgesetz von einer ungleichmäßigen Strahlenverteilung innerhalb der durchstrahlten Materie oder von einem Geschwindigkeitsverluste der Teilchen beim Durchgang durch Materie oder daß sie durch ungleichmäßige Strahlenverteilung und Geschwindigkeitsverlust der Teilchen bedingt sind.

Man könnte vielleicht den Einwand erheben, daß durch eine Reflexion der Teilchen an der atmosphärischen Luft über der aktiven Materie oder durch Reflexionen der Teilchen im Inneren des Zerstreuungsgefäßes Abweichungen vom Exponentialgesetz bedingt würden. Beide Faktoren haben tatsächlich einen Einfluß auf die hindurchgegangene Strahlung. Doch ist dieser Einfluß, wie ich mich durch Rechnung und durch Kontrollmessungen mit Zerstreuungsgefäßen anderer Form überzeugte, zu gering, um den Unterschied zwischen Theorie und Experiment zu erklären.

In Fig. 5 und 6 sind noch zwei Versuchsreihen ähnlichen Charakters mitgeteilt. In Fig. 5 wurde ein dünnes mit Ur X bedecktes Aluminiumfolieblatt als Strahlenquelle und Aluminium als durchstrahlte Materie benutzt. Kurve a bezieht sich auf den Fall, daß die aktive Materie unbedeckt, Kurve b, daß sie mit einer dicken Aluminiumplatte bedeckt war. Eingetragen ist

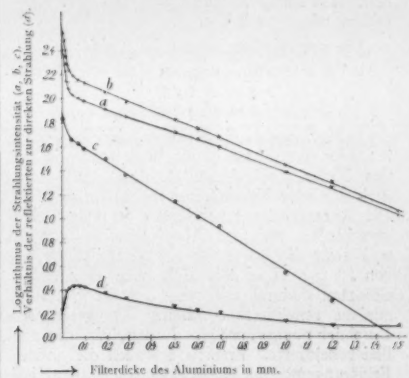


Fig. 5.

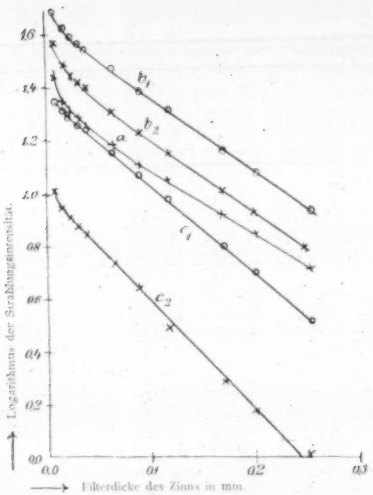


Fig. 6.

als Ordinate der Logarithmus der gemessenen Strahlungsintensität. Kurve c gibt den Logarithmus der reflektierten Strahlung allein und d das Verhältnis der reflektierten zur direkten Strahlung. Auffallend ist, daß die Kurve c der reflektierten Strahlung wieder, wie Kurve c der Fig. 4, innerhalb der Beobachtungsfehler eine Gerade ist. Kurve a ist, wie deutlich zu erkennen, konkav gegen die Abszissenachse gekrümmt. Auch b scheint, soweit sich das bei der verhältnismäßig geringen Intensitätsverminderung der ursprünglichen Strahlung beurteilen läßt, eine schwache Krümmung gleichen Charakters wie a zu haben.

Die numerischen Werte für μ sind:

bei Kurve a $\mu = 14{,}0\ \text{cm}^{-1}$ für $x = 0{,}2$ mm
„ „ b $\mu = 17{,}1\ \text{cm}^{-1}$
„ „ c $\mu = 26{,}4\ \text{cm}^{-1}$

In Fig. 6 wurde die Strahlung der aktivierten Zinnfolie durch Zinn beobachtet, wenn die aktive Materie unbedeckt (a), dann wenn eine Blei- (b_1) oder Aluminiumplatte (b_2) darüber lag. Die Kurven der reflektierten Strahlung sind verschieden steil zur Abszissenachse geneigt und zwar die Kurve für *Al* (c_2) steiler als die von *Pb* (c_1). Das läßt sich nach dem früher Gesagten dadurch erklären, daß die von Aluminium reflektierte Strahlung ein geringeres Durchdringungsvermögen besitzt, als die von Blei reflektierte. Freilich ist auch die andere Erklärungsmöglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die Strahlenverteilung beidemal eine verschiedene ist, daß z. B. bei einer Bleiplatte die reflektierten Strahlen mehr um das Einfallslot zusammengedrängt sind, als bei einer Aluminiumplatte.

Die numerischen Werte für μ sind:

bei Kurve a $\mu = 58{,}7\ \text{cm}^{-1}$ für $x = 0{,}1$ mm
„ „ b_1 $\mu = 64{,}5\ \text{cm}^{-1}$
„ „ b_2 $\mu = 62{,}8\ \text{cm}^{-1}$
„ „ c_1 $\mu = 76{,}6\ \text{cm}^{-1}$
„ „ c_2 $\mu = 93{,}3\ \text{cm}^{-1}$

Die bei den Kurven a, b_1, b_2 und c_1 gefundenen Werte von μ unterscheiden sich nur wenig, bezw. gar nicht von den entsprechenden Werten der Fig. 4. Dagegen macht es für die numerische Bestimmung von μ bei ein und derselben Substanz außerordentlich viel aus, ob die aktive Materie unbedeckt oder bedeckt ist. Unter den hier mitgeteilten Versuchsbedingungen sind bei Zinn Unterschiede bis zu 10 Proz., bei Aluminium sogar bis zu 20 Proz. möglich. Daraus erklärt sich, daß die von den einzelnen Beobachtern angegebenen Zahlenwerte in so weiten Grenzen voneinander abweichen.

Nun hat die numerische Bestimmung von μ großes Interesse, weil sich ein merkwürdiger Zusammenhang dieser Größe mit dem Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ergeben hat. Es nimmt nämlich μ/D (D Dichte der durchstrahlten Substanz) i. a. mit wachsendem Atomgewicht zu.

Wenn wir diesen Zusammenhang zwischen μ und Atomgewicht näher ergründen wollen, so wird es uns darauf ankommen, denjenigen Wert von μ herauszugreifen, der mit größerer Berechtigung zum Vergleiche mit anderen Größen herangezogen werden kann, als irgendein anderer. Es fragt sich nun, welcher der experimentell bestimmten Werte diesen Anforderungen am meisten genügt, welcher Wert beim Zinn z. B. als der geeignetste anzusehen ist. Wir können hier eine Entscheidung nur mit einer gewissen Willkürlichkeit treffen. Wenn wir aber berücksichtigen, daß die experimentell gefundene Kurve für die durchgehende Strahlung sich am meisten der theoretisch erforderlichen Exponentialkurve nähert, falls die aktive Materie auf allen Seiten von der zu untersuchenden Substanz umgeben ist, so werden wir einem so gefundenen Wert den Vorzug geben, also bei Zinn den Wert $62{,}3\ \text{cm}^{-1}$ wählen. Denn einesteils läßt sich dieser Wert von μ wegen des geradlinigen Verlaufs der Kurve b in Fig. 4 mit recht großer Genauigkeit bestimmen, dann bietet er die verhältnismäßig größte Sicherheit, daß bei der gewählten Versuchsanordnung die der theoretischen Rechnung zugrunde gelegten Annahmen wirklich erfüllt sind. Nur unter Berücksichtigung dieser Annahmen wird man ja entscheiden können, ob sich aus einem Zusammenhang zwischen μ und Atomgewicht,

bezw. zwischen den Größen α und β der Gl. (5) und (6) und Atomgewicht, bestimmte einfache Folgerungen auf den Mechanismus des Durchgangs der β-Strahlen durch verschiedenartige Materie ziehen lassen[1]).

5. Messungen der reflektierten Strahlungsmenge.

Eine ähnliche Schwierigkeit wie für die numerische Bestimmung der Durchdringungsfähigkeit $1/\mu$ ergibt sich auch für die numerische Bestimmung der maximalen reflektierten Strahlungsmenge ρ. ρ war, wie wir uns erinnern wollen, nach Gl. (7) definiert als die von einer sehr dicken Platte reflektierte Strahlung, wenn die einfallende Strahlung gleich 1 gesetzt wird und mehrfache Reflexionen zwischen der bestrahlten Platte und anderen Körpern ausgeschlossen sind.

Die numerische Bestimmung von ρ hat deshalb großes Interesse, da auch ρ mit dem Atomgewicht der durchstrahlten Substanz in merkwürdigem Zusammenhang steht und mit diesem i. a. ansteigt.

In den Figuren 4 und 5 haben wir als Kurve d das Verhältnis der von der oberen Platte reflektierten Strahlung $\mathcal{J}_r$ zur direkten Strahlung $\mathcal{J}_d$ in Abhängigkeit von der durchstrahlten Filterdicke eingetragen. Natürlich müssen wir hier immer daran denken, daß bei unserer Versuchsanordnung viele der an der oberen Platte reflektierten Teilchen vorher von der unteren Platte nach oben reflektiert wurden.

Das Verhältnis $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_d$ können wir aus den mitgeteilten Formeln berechnen, wenn wir Gl. (8) von Gl. (12) abziehen und durch Gl. (8) dividieren. Wir erhalten dann:

$$\frac{\mathcal{J}_r}{\mathcal{J}_d} = \frac{1-\rho^2 e^{-2\mu x}}{1-\rho} - 1. \qquad (13)$$

Für $x = 0$ wird, wie zu erwarten ist, $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_d = \rho$; für $x = \infty$, $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_d = \rho/1-\rho$. Da $\rho < 1$, wird $\rho/1-\rho > \rho \cdot \mathcal{J}_r/\mathcal{J}_d$ steigt wegen des Gliedes $e^{-2\mu x}$ mit zunehmenden x rasch auf diesen Grenzwert an.

Das Verhältnis der reflektierten zur direkten Strahlung wird also nach der Theorie mit zunehmender Filterdicke stets größer. Aus dem Experiment folgt erst ein sehr rascher Anstieg, dann ein langsames Abfallen dieser Größe (vgl. Fig. 4 u. 5 d). Wir haben also hier einen Widerspruch zwischen Theorie und Experiment, und keine Möglichkeit, eine genaue numerische Bestimmung von ρ vorzunehmen.

Immerhin kann man wenigstens aus den mitgeteilten Beobachtungen einen unteren Grenzwert für ρ berechnen. Der bei verhältnismäßig kleinen Filterdicken experimentell festgestellte maximale Wert von $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_d$ muß kleiner sein als der theoretische Grenzwert $\rho/1-\rho$. Es gilt also für Zinn:

$$\rho/1-\rho > 0{,}84$$

oder

$$\rho > 0{,}84/1{,}84 = 0{,}46$$

und für Aluminium

$$\rho/1-\rho > 0{,}41$$

oder

$$\rho > 0{,}41/1{,}41 = 0{,}29.$$

Mit Hilfe einiger hier nicht mitgeteilten Hilfsbeobachtungen läßt sich aus Fig. 4 und 5 $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_d = \rho$ für $x = 0$ extrapolieren. Wir erhalten so bei *Sn* $\rho =$ ca. 0,40 und bei *Al* $\rho =$ ca. 0,23, also Werte, die kleiner sind als die eben bestimmten unteren Grenzwerte. Wenn diese extrapolierten Werte auch keinen Anspruch auf sehr große Genauigkeit machen, so lassen sie immerhin erkennen, daß die bei der Filterdicke 0 überwiegende sehr weiche β-Strahlung ein kleineres ρ besitzt als die härtere Strahlung.

Einen wie großen Einfluß das Material der unteren Platte auf die Menge der von der oberen Platte reflektierten Strahlung hat, geht besonders gut aus einem Beobachtungssatze hervor, bei dem sich Bleifolie von 0,037 mm Dicke unter der mit Ur *X* bedeckten *Al*-Folie befand. Bei dieser Anordnung verursachte die direkte Strahlung die Zerstreuung 100 (in relativem Maße). Wurde jetzt eine dicke Bleiplatte oben auf die aktive Folie gelegt, so stieg die Zerstreuung auf 207, also um 107 Proz. Gerade dieses Beispiel ist wohl der beste Beweis dafür, daß ein großer Teil der von der oberen Platte reflektierten Teilchen vorher von der unteren Platte reflektiert wird und deshalb in Zickzacklinien in das Untersuchungsgefäß gelangen muß.

Der untere Grenzwert von ρ ergibt sich nach unseren obigen Überlegungen bei Blei zu:

$$\rho > 107/207 = 0{,}52.$$

Zusammenfassung der Resultate.

1. Uran-*X*-Präparate von spezifisch starker Aktivität können durch Vereinigung der Moore-Schlundtschen und der Becquerelschen Methode gewonnen werden.

2. Durch magnetische Ablenkungsversuche wurde die Geschwindigkeit und das Verhältnis von Ladung zu Masse der harten β-Strahlen von Ur *X* festgestellt. Es ergab sich:

$$v = 2{,}76 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}67 \cdot 10^{7} \text{ E.M.E.}$$

3. Die weiche von Ur *X* ausgehende Strahlung wird von Aluminium nach einem Exponentialgesetz absorbiert und im Magnetfeld im

1) Daß man nach dem bisher vorliegenden Zahlenmaterial tatsächlich derartige Folgerungen ziehen kann, nach denen ein individueller Unterschied der Materie den β-Strahlen gegenüber völlig zu verschwinden scheint, ist in einer früheren Arbeit (l. c.) auseinandergesetzt und wird ausführlich in einem gleichzeitig erscheinenden Bericht im Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 5, 451—492, 1908 besprochen.

Sinne von bewegten negativen Elektrizitätsteilchen abgelenkt.

4. Die Kurven für die von Materie hindurchgelassene harte β-Strahlung sind in hohem Grade von der gewählten Versuchsanordnung abhängig. Die dabei festgestellten Abweichungen von einer unter bestimmten Annahmen theoretisch erforderlichen Exponentialkurve lassen sich nur teilweise durch eine ungleichmäßige Strahlenverteilung in der durchstrahlten Materie oder durch einen, freilich nur sehr geringen Geschwindigkeitsverlust der β-Teilchen mit zunehmender Weglänge in der durchstrahlten Materie erklären.

5. Für den absoluten Wert der von einer sehr dicken Platte reflektierten β-Strahlung läßt sich aus den mitgeteilten Versuchen eine untere Grenze berechnen. Der absolute Wert der reflektierten Strahlung ist bei der harten β-Strahlung größer als bei der weichen.

Gießen, 12. November 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 13. November 1908.)

Demonstrationsversuche zur Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen.

Von Hermann Scholl.

Bei Gelegenheit einer Vorlesung über Elektrotechnik fiel mir an einer kleinen Gleichstrommaschine ein in mehrfacher Beziehung merkwürdiges Verhalten auf, dessen Erklärung sich aus der sehr starken Ankerrückwirkung der Maschine ergab. Die genauere Verfolgung dieser Erscheinung führte dann zu den weiter unten beschriebenen Versuchen. Nicht alle von diesen sind neu; aber auch, was hiervon bereits bekannt ist[1]), findet sich selbst in den einschlägigen Lehrbüchern selten. Und da gerade diese Versuche die Ankerrückwirkung recht eindringlich demonstrieren, mögen auch sie, quantitativ ausgebaut, hier Platz finden.

Bekanntlich ist der im Anker einer Dynamomaschine fließende Strom von Einfluß auf die Größe (und auch auf die Verteilung) der magnetischen Feldstärke, also, kurz gesagt, auf den magnetischen Kraftlinienfluß der Maschine. Der Einfluß dieser, für das tiefergehende Verständnis der Generatoren und Motoren wichtige, als „Ankerrückwirkung" bezeichneten Erscheinung läßt sich für Gleichstrommaschinen in folgendem Satz zusammenfassen: Verschiebung der Bürsten aus der Symmetrielage nach vorwärts (d. h. im Sinne der Ankerrotation) schwächt den Kraftlinienfluß des Generators, verstärkt aber denjenigen des Motors. Die Richtigkeit dieses allgemeingültigen (für zwei- und mehrpolige Maschinen mit Ring- oder Trommelanker zutreffenden) Satzes ergibt sich aus den (der Durchsichtigkeit wegen für eine zweipolige Trommelmaschine gezeichneten) Skizzen Fig. 1 und 2. Soll bei den angenommenen Vorzeichen der Feldpole und dem angedeuteten Drehsinn die eine Maschine Generator, die andere Motor sein, so müssen in den Ankerdrähten Ströme von der gezeichneten Richtung fließen (wie üblich bedeutet $\odot$ einen auf den Beschauer zu, $\otimes$ einen vom Beschauer weg fließenden Strom). Die in beiden Fällen gleichsinnige Verschiebung

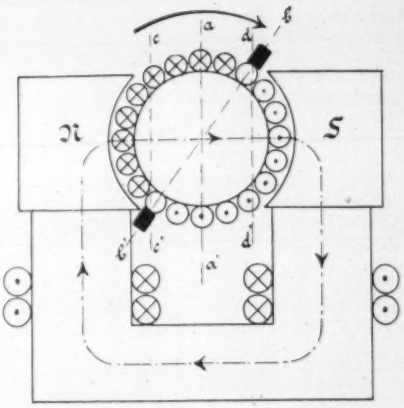


Fig. 1.

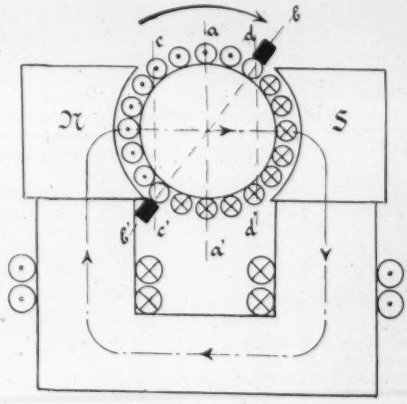


Fig. 2.

[1]) Bei J. und E. Hopkinson, Proceed. Roy. Soc. London, **40**, 326, 1886, fand ich die kurze Bemerkung, daß Erregung von Gleichstrom-Generatoren und -Motoren möglich sei durch bloße Ankerrückwirkung. Weiteres ist dort nicht angegeben.

der Bürsten aus der Symmetrielage aa' nach vorwärts in die Stellung bb' hat zur Folge, daß die zwischen c' und d' liegenden stromdurchflossenen Ankerdrähte, da sie die von den Kraftlinien umschlungene Strommenge, also die magnetomotorische Kraft, im ersten Fall verringern, im letztern vergrößern, dort der Feldmagnetisierung entgegenwirken, hier sie unterstützen, d.h. daß beim Generator der Ankerstrom bei vorwärts geschobenen Bürsten entmagnetisierend wirkt, während beim Motor das Umgekehrte vorliegt (der in der „Quermagnetisierung" des Ankers bestehende, ungleiche Feldverteilung unter den Polschuhen bewirkende Einfluß der übrigen Ankerströme, links von cc' und rechts von dd', kann, als die Gesamtzahl der Kraftlinien nur unwesentlich verändernd, aus der Betrachtung ausscheiden). Bei Rückwärtsverschiebung der Bürsten tritt ersichtlich das Gegenteil ein.

Häufig reicht diese Ankerrückwirkung für sich ganz allein aus, einen verhältnismäßig starken Kraftlinienfluß durch die Maschine hindurchzutreiben; solche Dynamomaschinen können also als Generatoren oder Motoren ohne jede besondere Erregung benutzt werden [1]).

Durch Ankerrückwirkung erregter Gleichstromgenerator.

Verbindet man (Fig. 3) die Bürsten eines rotierenden Gleichstromankers über Ampere-

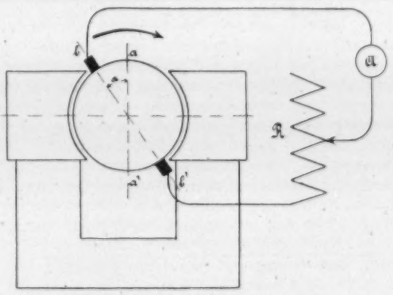


Fig. 3.

meter A und Regulierwiderstand R miteinander (also ohne Benutzung der auf den Schenkeln angebrachten Feldbewicklung), so kann die Maschine, falls die Bürsten in der Symmetrielage aa' stehen oder von dort aus nach vorwärts verschoben sind, keinen erheblichen Strom geben [2]); ein solcher würde ja überhaupt nicht, bzw. entmagnetisierend, wirken, also das remamente Feld, das ihn erzeugte, nur schwächen können. Bewegt man aber die Bürsten von aa' aus nach rückwärts, so tritt (R bleibt unverändert) bei bestimmtem α ziemlich plötzlich Erregung ein, mit weiterer Bürstenverschiebung wächst der gelieferte Strom, durchläuft ein Maximum und fällt wieder auf Null herab. Denn mit wachsendem α wird die Lage der ganzen Ankerwicklung in magnetischer Hinsicht immer günstiger, in elektromotorischer aber immer ungünstiger, derart, daß bei $\alpha = 90^0$ die gesamte elektromotorische Kraft und damit auch der gelieferte Strom auf Null sinken muß; bei mittleren Werten der Bürstenverschiebung muß also der Strom durch ein Maximum hindurchgehen. Dieses Strommaximum wäre, wenn der Anker in einem homogenen Magnetfeld rotierte, bei $\alpha = 45^0$ zu erwarten; die Zusammendrängung der Kraftlinien auf die Polflächen dagegen hat zur Folge, daß der stärkste Strom ungefähr dann erreicht wird, wenn der Bürstendurchmesser die Polkanten trifft. Fig. 4 zeigt für einen mit konstanter Tourenzahl auf konstanten Widerstand arbeitenden Generator den Verlauf der Stromstärke in Abhängigkeit vom Bürstenwinkel α, für beide Umdrehungsrichtungen (daß für $\alpha = 0$ und $\pm 180^0$ beide Kurven nicht durch den Nullpunkt gehen, liegt am remanenten Magnetismus; bei $\alpha = +90^0$ müssen sie dies aus dem erwähnten Grunde wohl tun). Die Strommaxima liegen bei $\alpha = +37^0$, sind also um 74^0 voneinander entfernt, während bei dieser Maschine der Winkel zwischen den Polkantendurchmessern etwa 76^0 beträgt.

Natürlich besitzt bei fester Bürstenstellung eine solche Maschine die charakteristischen Eigenschaften der Reihendynamo; die erregenden Amperewindungen sind ja proportional der gelieferten Stromstärke. Erhöht man also, bei konstantem Gesamtwiderstand W, vom Stillstand ausgehend allmählich die Geschwindigkeit, so tritt plötzlich bei bestimmter Tourenzahl n Erregung ein. Diese kritische Geschwindigkeit ist proportional dem Gesamtwiderstand, somit der Quotient $\left(\frac{n}{W}\right)$ eine Konstante (die Frölichschen „toten Touren"). In unserm Fall wird, wegen der vergleichsweise doch schwachen Erregung, der Betrag der toten Touren ziemlich hoch sein. Immerhin ist er bei der erwähnten Maschine für die günstigste Bürstenstellung nicht mehr als 160; da der Ankerwiderstand 5,5 Ohm ist, beginnt also Erregung und damit merkliche Stromlieferung, sobald bei der genannten Bürstenstellung die Geschwindigkeit des kurzgeschlossenen Ankers über 880 Touren pro Minute steigt. Natürlich ist bei allen andern Bürstenstellungen

1) Vgl. J. und E. Hopkinson, Proceed. Roy. Soc. London, **40**, 326, 1886.

2) Ein schwacher, vom remanenten Magnetismus herrührender Strom ist natürlich auch hier vorhanden.

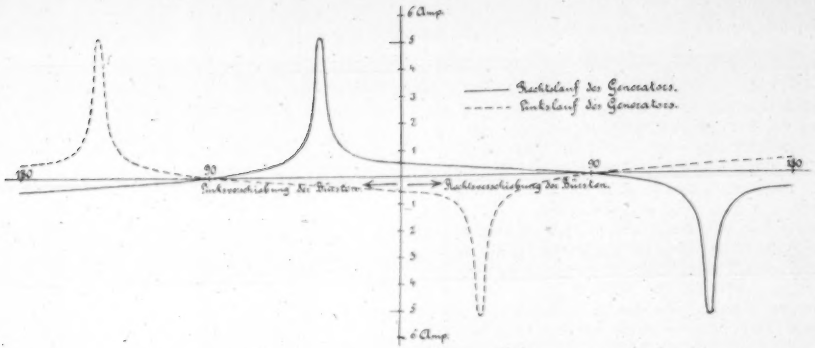


Fig. 4.

$\left(\frac{n}{W}\right)$ größer als 160, z. B. ca. 250 bei $\alpha = 25°$, ca. 300 bei $\alpha = 50°$.

Die im vorstehenden beschriebene Erregung durch bloße Ankerrückwirkung wird um so leichter geschehen, der Versuch also um so besser gelingen, je geringer die „toten Touren" sind. Dazu muß aber in der Hauptsache der magnetische Widerstand der Maschine klein sein. Deshalb sind für den Versuch nur Maschinen neuerer Bauart, also mit gutem magnetischen Schluß, geeignet. Und noch eins ist zu berücksichtigen. Bekanntlich muß man, um bei Gleichstromgeneratoren Funkenfreiheit zu erzielen, die Bürsten im Sinne der Drehung, also nach vorwärts, verschieben; nur dann ist es möglich, daß die aus einer Ankerhälfte in die andere übertretende Ankerspule im Augenblick des durch die Bürsten bewirkten Kurzschlusses ein solches Feld passiert, daß der Kurzschlußstrom von derselben Richtung wird wie derjenige Ankerstrom, in den die Spule sofort danach eintritt. Da aber im vorliegenden Fall, wenn überhaupt Erregung stattfinden soll, die Bürsten nach rückwärts verschoben werden müssen, läßt sich Funkenbildung nicht vermeiden. Deshalb ist der Versuch bei großen Maschinen wegen Gefährdung des Kollektors nicht ausführbar; bei kleineren aber mit ihren geringeren Leistungen wird der Kollektor nicht allzusehr angegriffen. So sind denn auch die bereits oben und im folgenden erwähnten Resultate gewonnen an einer (ursprünglich als Nebenschlußmotor) für 70 Volt gebauten neueren Dynamo mit Nutenanker von ca. 0,1 PS.

Da ein starker Kurzschlußstrom hier die Funkenbildung nur vermehren kann, da er ferner eine Energieverschwendung bedeutet und zur Erwärmung des Ankers beiträgt, vor allen Dingen aber, weil er wegen der Lage der von ihm durchflossenen Ankerspulen zur Folge hat, daß die Richtung der resultierenden Magnetisierung des Ankers aus dem Bürstendurchmesser bb' näher in die Symmetrielinie aa' zurückgedreht, also die wirksame magnetomotorische Kraft vermindert und damit das Gelingen des Versuchs in Frage gestellt wird, so ist dafür Sorge zu tragen, daß der Kurzschlußstrom nach Möglichkeit verringert und in seiner Dauer abgekürzt wird; darauf ist um so größeres Gewicht zu legen, als ja in unserm Fall (im Gegensatz zu der gewöhnlichen Anordnung mit besonderer Felderregung) die Ankerspulen im Augenblick des Kurzschlusses ein bedeutendes Magnetfeld passieren, so daß der aus den erwähnten Gründen störende Kurzschlußstrom leicht erhebliche Werte erreicht. Verringerung der Kurzschlußdauer und damit gleichzeitig, wegen der Selbstinduktion der Ankerspule, Herabdrückung des maximalen Kurzschlußstromes, also zusammen genommen tunlichste Verminderung von dessen störendem Einfluß, ist nur zu erzielen durch möglichst geringe Ausdehnung der Bürstenfläche in Richtung der Bewegung. Die Bürstenenden sind also so zu bearbeiten, daß sie den Kollektor nur auf kurzer Strecke berühren und sicherlich nicht auf mehr als zwei Lamellen gleichzeitig aufliegen. Am zweckmäßigsten sind Kohlebürsten, lang in der Längsrichtung des Kollektors, aber möglichst dünn längs des Umfangs gemessen. Die zu den vorliegenden Versuchen benutzte Dynamo, die ursprünglich dicke Kupferbürsten trug, wurde mit Kohlebürsten von 20×5 mm ausgerüstet; dann erst gelang der Versuch gut (die mitgeteilten Zahlen beziehen sich bereits auf die Kohlebürsten). Die Demonstration gestaltet sich am effektvollsten, wenn man zum Antrieb einen ziemlich schwachen

Motor wählt; bei allmählicher Verschiebung der Generatorbürsten ertönt in dem Augenblick, wo diese in den wirksamen Bereich kommen und die Erregung eintritt, plötzlich der hoch einsetzende und dann schnell tief werdende Kollektorton, die plötzliche starke Mehrbelastung deutlich erkennen lassend.

Erfüllen die Bürsten die genannte Bedingung, dann ist der Nutzeffekt des Generators nicht schlecht; so beträgt für die hier benutzte kleine Maschine der totale Wirkungsgrad bis über 50 Proz. bei einer Nutzleistung von nur ca. 100 Watt (4 Ampere bei 26 Volt).

Die Bürstenverschiebung gibt ein Mittel an die Hand, die Charakteristik des Generators innerhalb gewisser Grenzen beliebig zu beeinflussen; sie hat ja denselben Effekt, wie eine Änderung der Windungszahl auf Schenkel und Anker einer gewöhnlichen Hauptstrommaschine. Man kann also, je nach der Bürstenstellung, der Maschine stärkeren Strom bei geringerer Spannung oder schwächeren Strom bei höherer Spannung entnehmen. Z. B. betragen bei unserer Dynamo für eine und dieselbe Tourenzahl (2400 pro Minute) Stromstärke $\mathcal{J}$ und Klemmspannung e bei verschiedenen Bürstenwinkeln α:

$\alpha = 37^0$ $\mathcal{J} = 2$ Amp. $e = 20$ Volt
$= 25^0$ $= 5$ „ $= 8$ „

Dieselbe Nutzleistung von 40 Watt wird also bei ziemlich verschiedenen Stromstärken und Spannungen erzielt; allerdings ist im zweiten Fall, in dem die Bürsten sich nicht in der günstigsten Stellung befinden, der Wirkungsgrad um einiges geringer als im ersten Fall.

Alle die beschriebenen Versuche waren angestellt an einer Maschine, welche, wie schon erwähnt, eine (zu den bisherigen Versuchen nicht benutzte) Nebenschlußwicklung besitzt. Offenbar kann man, unter Mitbenutzung dieser Nebenschlußwicklung, aus dem Ganzen eine Compoundmaschine machen, bei welcher der Effekt der den Spannungsabfall im Anker durch entsprechend stärkere Erregung kompensierenden direkten Wicklung durch den Einfluß der Ankerrückwirkung ersetzt ist. Die Bürsten sind also auch hier nach rückwärts zu verschieben; die geeignete Stellung ist leicht auszuprobieren. Fig. 5 zeigt die Abhängigkeit der Klemmspannung von der Nutzstromstärke für verschiedene Bürstenstellungen. Bei $\alpha = 0^0$, wenn also der Ankerstrom keinen magnetisierenden Einfluß ausübt, fällt die Klemmspannung außerordentlich schnell ab, sobald man der Maschine Strom entnimmt; ja, über 0,7 Ampere ist der Strom überhaupt nicht zu bringen. Bei $\alpha = 17^0$ ist die magnetisierende Wirkung des Ankerstroms noch zu gering, bei $\alpha = 37^0$ ist die Maschine schon stark „übercompoundiert"; bei $\alpha = 27^0$ aber besitzt sie außerordentlich konstante Klemmspannung im Strombereich von 0 bis über 4 Ampere, für Leistungen bis über 300 Watt. Die Anordnung gestattet also sehr deutlich durch bloße Bürstenverschiebung den Einfluß einer schwächeren oder stärkeren direkten Bewicklung auf die Konstanz der Klemmspannung zu demonstrieren.

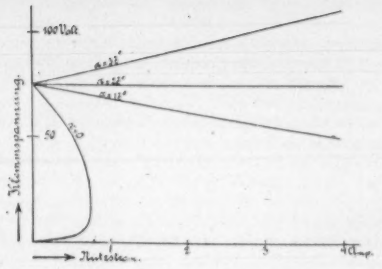


Fig. 5.

Durch Ankerrückwirkung erregter Gleichstrommotor.

Legt man an die in der Symmetrielage $a\,a$ stehenden Bürsten einer Gleichstrommaschine nach Abschalten der Feldbewicklung eine Spannung an, so bleibt aus Symmetriegründen der Anker in Ruhe. Verschiebt man aber die Bürsten in der einen oder andern Richtung, so wird die Maschine von einem Kraftlinienfluß durchsetzt, es entsteht also ein Drehmoment, und zwar von solcher Richtung, daß im Sinne der daraus folgenden Rotation die Bürsten nach vorwärts verschoben sind; denn beim Motor ist es ja die Vorwärtsverschiebung der Bürsten, welche das Magnetfeld verstärkt, bezw. welche hier das geeignete Magnetfeld erst erzeugt. Bewegt man also aus der Symmetriestellung die Bürsten nach rechts, so setzt sich der Anker in diesem selben Sinne in Bewegung. Geht man in die Symmetriestellung zurück, so kommt der Anker zur Ruhe; verschiebt man aber weiter nach links, so geht auch der Anker in linksläufigem Sinne an. Man hat also in der bloßen Bürstenstellung ein einfachstes Mittel, den Motor umzusteuern und ihn innerhalb gewisser Grenzen nach Belieben schnell und langsam laufen zu lassen. Im übrigen besitzt der Motor bei dieser Schaltung natürlich die Eigenschaften des Hauptstrommotors.

Dieser Versuch gelingt viel leichter als der analoge beim Generator, aus demselben Grund, warum eine Dynamo überhaupt als Motor leichter funktioniert wie als Generator: die beim Generator auftretenden Schwierigkeiten der Erregung, die es ja auch bewirken, daß überhaupt erst nach Überschreiten der „toten Touren" Strom geliefert wird, fallen beim Motor fort, hier ist

vielmehr von vornherein (in unserm Fall bei geeigneter Bürstenstellung) die Erregung gesichert. Daher kommt es hier viel weniger auf guten magnetischen Schluß der ganzen Maschine an; alle Maschinen, mit denen ich den Versuch machte, liefen glatt an, darunter auch ganz veraltete, in magnetischer Beziehung ungünstig konstruierte Typen.

Wie im Fall des Generators die Stromstärke bei allmählicher Vergrößerung des Bürstenwinkels α durch ein Maximum hindurchging, so zeigt hier, und zwar aus denselben Gründen, das Drehmoment für konstante Stromstärke einen ähnlichen Verlauf (Fig. 6): bei $\alpha = 0$ ist

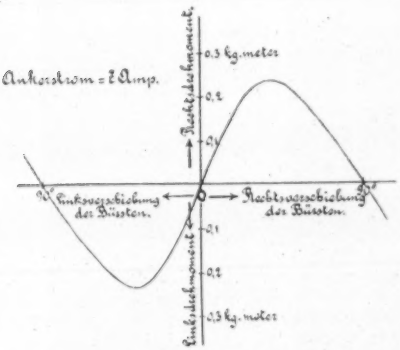


Fig. 6.

kein geeignetes Magnetfeld vorhanden, bei $\alpha = 90^0$ ist die Anordnung der stromdurchflossenen Ankerdrähte symmetrisch zur Richtung des dann starken Magnetfeldes. Dazwischen liegt das Maximum des Drehmoments, und zwar merklich zusammenfallend ($\alpha = 37^0$) mit dem des Stroms beim Generator.

Auch hier ist Funkenfreiheit nicht zu erzielen; denn diese läßt sich bekanntlich beim Motor nur durch Rückwärtsverschiebung der Bürsten erreichen, während ja hier die Bürsten der Erregung wegen vorwärts verschoben sein müssen. Auch dieser Versuch ist also zweckmäßig mit kleineren Motoren anzustellen. Der unvermeidliche Kurzschlußstrom, der auch hier, aus denselben Gründen wie beim Generator, nur störend wirkt, muß also durch dieselben Mittel wie dort (geeignete Beschaffenheit der Bürsten) möglichst unterdrückt werden. Die für unsere Versuche benutzte, mit Kohlebürsten ausgerüstete kleine Maschine lieferte einen höchsten Nutzeffekt von etwa 60 Proz. bei einer Nutzleistung von etwa $^1/_4$ PS.

Besitzt die zu den Versuchen verwendete Maschine Nebenschlußwicklung, so kann man durch deren Mitbenutzung den Motor als Compoundmotor laufen lassen, wobei die magnetisierende Wirkung der direkten Bewicklung durch die Ankerrückwirkung ersetzt ist. Dabei kann man diese letztere, je nach dem Sinn der Bürstenverschiebung, entweder die Nebenschlußwicklung unterstützen lassen (Bürsten also vorwärts verschoben), so daß sie nur, wie bei Aufzugsmotoren und ähnlichen, den Zweck hat, möglichst großes Drehmoment für den Anlauf zu erzeugen; oder man kann sie der Nebenschlußwicklung entgegenschalten (Bürsten rückwärts verschoben), so daß sie bei stärkerer Belastung das Magnetfeld schwächt und dadurch das sonst eintretende Herabgehen der Tourenzahl kompensiert. Tatsächlich ließ sich bei der untersuchten Maschine durch geeignete Rückwärtsverschiebung der Bürsten die Tourenzahl innerhalb gewisser Grenzen von der Belastung unabhängig machen. Dies trat beim Bürstenwinkel $\alpha = 30^0$ ein; war α kleiner, dann sank die Tourenzahl beim Bremsen, machte man aber α größer als 30^0, dann war der Motor „übercompoundiert", und wies eine recht merkliche Steigerung seiner Umdrehungszahl beim Übergang vom Leerlauf zur Belastung auf.

In dem Falle, daß der Einfluß der Ankerrückwirkung so stark ist, daß er schließlich bei einer noch statthaften Ankerstromstärke die magnetisierende Wirkung der Nebenschlußwicklung überwiegt, resultiert aus dem Zusammenarbeiten beider magnetisierenden Kräfte ein eigentümliches Verhalten des Motors, das besonders eindrucksvoll die Gegenmagnetisierung durch den Ankerstrom zur Darstellung bringt. Treiben nämlich Nebenschluß- und Ankerstrom in umgekehrtem Sinne Kraftlinien durch die Maschine hindurch, so muß offenbar bei zunehmendem Ankerstrom das Drehmoment des Ankers erst ansteigen, durch ein Maximum gehen, Null passieren und endlich negative Werte erreichen. Fig. 7 zeigt für unsere Maschine diesen Verlauf des Drehmomentes, wenn die Bürsten in der für starke Ankerrückwirkung günstigsten Stellung stehen ($\alpha = 37^0$). Bis 7,2 Ampere ist das Drehmoment von derselben Richtung, etwa rechtsdrehend. Bei 7,2 Amp. ist es Null geworden; stellt man also durch geeigneten Vorschaltwiderstand diese Stromstärke im ruhenden Anker her, dann setzt er sich weder im einen noch im andern Sinn in Bewegung. Drehung des (unbelasteten) Ankers beginnt vielmehr erst, wenn der Ankerstrom durch geeignete Änderung des Vorschaltwiderstandes entweder unter ca. 6,5 Amp. gesunken (Rechtslauf) oder über 7,7 Amp. gestiegen ist (Linkslauf), d. h. wenn im einen oder andern Sinn das Drehmoment über das für den Leerlauf erforderliche D_l hinauswächst. Schaltet man also den unbelasteten Anker über geeigneten Vorschaltwiderstand an

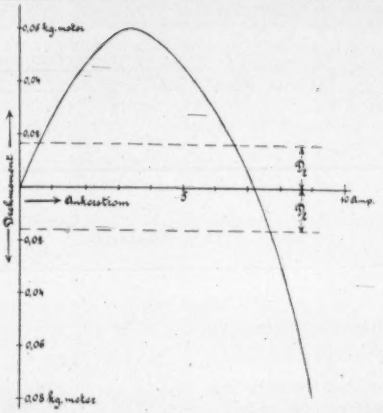


Fig. 7.

die Stromquelle an und sorgt durch vorsichtiges Ausschalten des Anlassers dafür, daß die Ankerstromstärke niemals über 6,5 Amp. steigt, dann erfolgt der Anlauf in normaler Weise in rechtsläufigem Sinn und die Tourenzahl wird schließlich bei 0,6 Amp. stabil. Läßt man aber durch schnelleres Bewegen des Anlasserhebels die Stromstärke über 6,5 Amp. steigen, dann nimmt sofort, weil jetzt das erforderliche D_l nicht mehr vorhanden ist, die Tourenzahl ab, die Stromstärke steigt weiter an, springt in den linksläufigen Bereich über, der Anker kommt schnell zur Ruhe, um sofort mit großer Geschwindigkeit in linksläufigem Sinn anzulaufen; die neue stabile Tourenzahl stellt sich dann bei etwa 7,7 Amp. ein. Und weiter. Man bringe den Anker durch vorsichtiges Behandeln des Anlassers in rechtsläufigem Sinn auf volle Tourenzahl; die Stromstärke beträgt also etwa 0,6 Amp. Bremst man nun schwach, so steigt die Stromstärke und die Tourenzahl geht etwas herab, hebt man die Bremse ab, so stellen sich die alten Verhältnisse wieder her. Aber das gilt nur, solange die Ankerstromstärke beim Bremsen nicht über etwa 3,2 Amp. hinaus wächst; zieht man die Bremse so stark an, daß dies geschieht, dann verringert sich das treibende Drehmoment des Ankers, die Tourenzahl sinkt, also die Stromstärke steigt schnell, das Drehmoment geht damit durch Null zu negativen Werten über, der Anker kommt schnell zur Ruhe, läuft im entgegengesetzten Sinn an, und seine Stromstärke stellt sich schließlich auf einen Wert jedenfalls oberhalb von etwa 8,7 Amp. ein.

Dieses eben beschriebene Verhalten ist natürlich auch gelegentlich bei Compoundmotoren zu beobachten, falls eben nur deren direkte Bewicklung von sehr kräftiger Wirksamkeit ist. Ja, bisweilen zeigen sogar gewöhnliche Nebenschlußmotoren, deren Bürsten nur so weit rückwärts verschoben sind, wie es zur Beseitigung der Funken erforderlich ist, die erwähnte plötzliche Umkehr der Drehungsrichtung; allerdings muß man dazu schon durch sehr unvorsichtiges Handhaben des Anlassers oder sehr starkes Bremsen die Ankerstromstärke weit über das zulässige Maß hinaus treiben.

Zum Schluß sei noch ein eigentümliches „Pendeln", ein abwechselndes An- und Absteigen der Tourenzahl bei Gleichstrommotoren beschrieben, das aus dem Zusammenwirken zweier entgegengesetzter magnetomorischer Kräfte folgt und an unserm Motor mit starker Ankerrückwirkung sehr deutlich, zweifellos aber auch an jedem Compoundmotor beobachtet werden kann. Man weiß, daß Hauptstrom- oder normale Nebenschlußmotoren bei Änderung ihres Belastungszustandes der neuen Gleichgewichtstourenzahl aperiodisch zustreben. Anders ist es mit unserm Motor. Sobald bei ihm die Ankerstromstärke und damit auch die magnetomotorische Kraft, also der Kraftlinienfluß, sich ändert, entsteht (durch Transformatoreffekt) in der Nebenschlußwicklung eine induktionselektromotorische Kraft, welche eine entsprechende Schwankung des Nebenschlußstroms hervorruft. Diese Schwankung kann an einem vom Nebenschlußstrom durchflossenen Amperemeter mit genügend schneller Einstellung, besser noch an einem Einthovenschen Saitengalvanometer bequem verfolgt werden; in Übereinstimmung mit den Induktionsgesetzen ist der Nebenschlußstrom stärker als beim stationären Gleichgewicht, solange der Ankerstrom wächst, also der Kraftlinienfluß sich verringert, während der Nebenschlußstrom unter den Gleichgewichtswert sinkt, solange der Ankerstrom abnimmt. Wenn man nun den in normaler Weise (also mit überwiegender Nebenschlußmagnetisierung) rotierenden Anker vorsichtig so weit belastet, daß seine Stromstärke nahe den kritischen Wert 3,2 Amp. erreicht (bei dem kleinen Motor ließ sich das am bequemsten durch Anpressen eines Tuchs an die Riemenscheibe mit der Hand ausführen), und dann plötzlich die Belastung aufhebt, dann steigt zunächst die Geschwindigkeit bedeutend an, so daß der Ankerstrom herabgeht. Währenddem aber sinkt die Nebenschlußstromstärke unter den normalen Wert, das Magnetfeld ist somit verhältnismäßig schwach, die Tourenzahl steigt also höher als dem neuen Gleichgewicht (Leerlauf) entspricht. Schließlich hört aber einmal das Sinken der Ankerstromstärke auf, Nebenschlußstrom und Feldstärke steigen auf den normalen Wert und die Tourenzahl geht bei

gleichzeitigem Steigen des Ankerstroms wieder herab, worauf die umgekehrte Halbschwingung beginnt.

Der Effekt dieser sich gegenseitig beeinflussenden Faktoren ist also der, daß bei plötzlicher Änderung des Belastungszustandes das neue Gleichgewicht nicht einfach aperiodisch, sondern undulatorisch erreicht wird. Bei der stets benutzten kleinen Maschine ließen sich diese Schwingungen der Tourenzahl gut erkennen an dem Auf- und Absteigen der Tonhöhe; gleichzeitig war an einem Einthovenschen Saitengalvanometer entsprechendes Sinken und Steigen sowohl der Anker- als auch der Nebenschlußstromstärke erkennbar, wobei zwei bis drei volle Schwingungen von stark gedämpftem Charakter verfolgt werden konnten. Es war sehr leicht, durch geeignetes Bremsen und darauf plötzliches Freigeben des Motors den ersten Anstieg der Tourenzahl und den damit verbundenen Absturz der Ankerstromstärke so weit zu treiben, daß der Ankerstrom eine kurze Zeit hindurch ganz erhebliche negative Werte besaß, die Maschine also als Generator wirkte. Das ist ja auch verständlich, weil gerade dann, wenn die Tourenzahl sehr hoch angestiegen ist, der schwache Nebenschlußstrom und mit ihm die Feldstärke zu wachsen beginnen, so daß nun bei geeigneten Verhältnissen die elektromotorische Gegenkraft des Ankers über die angelegte Spannung hinaus wachsen kann. Alles dies tritt aber nur ein, wenn die Bürsten stark rückwärts verschoben sind; andernfalls wird die neue Tourenzahl durchaus aperiodisch erreicht und die Stromstärke stellt sich ohne alle Schwingungen auf den neuen Wert ein.

Eine der eben beschriebenen analoge Erscheinung kann man übrigens auch beim ähnlich geschalteten Generator beobachten, also bei einem Compoundgenerator, bei dem aber die direkte Bewicklung nicht, wie gewöhnlich, im gleichen Sinn wie die Nebenschlußwicklung, sondern ihr entgegenwirkt, oder bei unserer Maschine mit Nebenschlußbenutzung und vorwärts verschobenen Bürsten. Aus ähnlichen Gründen, wie oben bei Änderung der mechanischen Belastung die Tourenzahl, nähern sich hier bei einer plötzlichen Änderung der elektrischen Belastung (Vergrößerung oder Verkleinerung des äußern Widerstandes) die elektrischen Größen nicht aperiodisch, sondern undulatorisch den neuen Dauerwerten. Auch hier tritt dies nur ein, wenn die magnetisierende Wirkung des Ankers stark und derjenigen des Nebenschlusses entgegengerichtet ist (Bürsten um ca. 37° vorwärts verschoben), während durchaus stetiger und aperiodischer Übergang der Stromstärke vom einen zum andern Dauerwert stattfindet, wenn die Bürsten in der Symmetrielage stehen oder nach rückwärts verschoben sind. Übrigens vollzog sich bei der kleinen Maschine der ganze Vorgang sehr schnell, entsprach also einer sehr kurzen Schwingungsdauer und außerordentlich starken Dämpfung; nur mit dem Einthovenschen Saitengalvanometer war etwa eine Vollschwingung nachzuweisen.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 24. November 1908.)

Über die Funkenverluste in einem geschlossenen Schwingungskreise.

Von E. Jacob.

In seinen Mitteilungen über den sogenannten Funkenwiderstand weist Roschansky[1]) darauf hin, daß zwei verschiedene, theoretische Auffassungen dieses Phänomens bis jetzt bestanden haben, diejenige von Heydweiller und die andere von Simon. Der Verfasser hebt hervor, wie eine Reihe von Versuchsmethoden zur Bestimmung des Funkenwiderstandes angewendet worden sind, die aber alle nicht die Entscheidung zugunsten einer Auffassung herbeiführen konnten, da sie nicht den Funkenwiderstand direkt, ohne jede Voraussetzung zu messen gestatteten. Von ganz ähnlichen Erwägungen ausgehend, ist von mir auf Anregung des Herrn Dr. Reich der Versuch unternommen worden, vermittels des Oszillographen in die Verhältnisse der Funkenentladung einzudringen, da ja auch dieser Apparat es gestattet, das logarithmische Dekrement der Dämpfung in allen Phasen der Entladung zu bestimmen.

Die Versuchsmethode.

Die hierbei gewählte Versuchsanordnung war die folgende: der untersuchte Schwingungskreis I wurde gebildet aus der Kapazität C, der Selbstinduktion L und der Funkenstrecke F (vgl. Fig. 1). Die Kapazität C wurde durch den

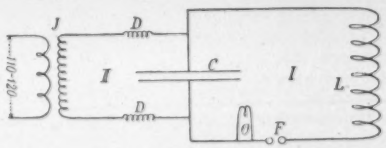


Fig. 1.

Sekundärstrom eines Induktoriums aufgeladen, das primär mit Gleichstrom von 110—120 V gespeist und mittels Wehneltunterbrechers betrieben wurde. Zur Aufnahme der Stromkurven war die eine Meßschleife des Oszillographen in der in Fig. 1 angedeuteten Weise in den Schwingungskreis eingeschaltet.

1) Diese Zeitschr. **9**, 627, 1908.

Um die Verluste in der Funkenstrecke, also die Funkendämpfung zu untersuchen, mußte die Dämpfung des Systems ohne Funkenstrecke möglichst klein gemacht werden. Es wurden daher die Dimensionen des Schwingungskreises wie folgt gewählt. Als Selbstinduktion diente eine eisenfreie Spule von 2200 Windungen 1,5 qmm starken Kupferdrahtes, deren Selbstinduktion zu 1,270 H. bestimmt wurde. Der verwendete Glasplattenkondensator, der zur Vermeidung der Randstrahlung unter Öl gesetzt war, ergab eine Kapazität von 0,0322 M.-F., so daß sich die Schwingungsdauer des Systems berechnete zu $1{,}276 \cdot 10^{-3}$ sec, ein Wert, von dem die Ausmessung der Oszillogramme nur um 0,5 Proz. abwich. Der Ohmsche Widerstand des gesamten Schwingungskreises betrug 19,81 Ω.

In diesen Kreis wurden Funkenstrecken verschiedener Länge und verschiedenen Materials eingeschaltet, und der Schwingungsvorgang wurde mit dem Oszillographen photographisch aufgenommen. Aus diesen erhaltenen Oszillogrammen ergibt sich die Gesamtdämpfung des Schwingungskreises nach der Beziehung

$$\ln a_1 - \ln a_2 = \mathfrak{d},$$

wo a_1 und a_2 zwei um eine Periode auseinander liegende Amplituden einer Schwingung bedeuten. Diese Gesamtdämpfung setzt sich zusammen aus

$$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_f + \mathfrak{d}_e + \mathfrak{d}_j,$$

wo $\mathfrak{d}_f$ die Dämpfung durch Funkenverluste,
$\mathfrak{d}_e$ die Dämpfung durch Kondensatorverluste,
$\mathfrak{d}_j$ die Dämpfung durch Joulesche Wärme darstellt.

Neben der leicht auszuführenden Berechnung von $\mathfrak{d}_j$ erschien ganz besonders wichtig die Bestimmung der

Kondensatordämpfung,

da sich dieses Glied keineswegs vernachlässigbar klein erwies. Zu diesem Zwecke wurde in der oben gegebenen Schaltung die Funkenstrecke F durch einen Kupferbügel überbrückt, dafür aber der Schwingungskreis während des Aufladens des Kondensators durch einen Schlüssel offen gehalten. In den Kreis II wurden zwei Zuleitungsfunkenstrecken eingeschaltet, deren Funkenlänge so groß gewählt war, daß nur von Zeit zu Zeit Funken übersprangen. Im geeigneten Moment wurde dann der Schwingungskreis I geschlossen, und die nunmehr auftretenden Schwingungen des Systems durch den Oszillographen aufgenommen. Es mußte sich also aus diesen Oszillogrammen $\mathfrak{d}_e + \mathfrak{d}_j$ ergeben. Fig. 2 zeigt die so erhaltene Amplitudenkurve, sowie die daraus berechnete Dämpfungskurve. Da der Mittelwert der Dämpfung während einer Periode sich ergibt aus der Differenz der natürlichen Logarithmen zweier um eine Periode auseinander liegender Amplituden, so ist dieser Mittelwert jeweils in der Mitte der Periode eingetragen. Durch Gleichstromeichung konnte für jede Amplitude die zugehörige Stromstärke bestimmt und in Fig. 2 eingetragen werden, ebenso wie die daraus berechneten Spannungen.

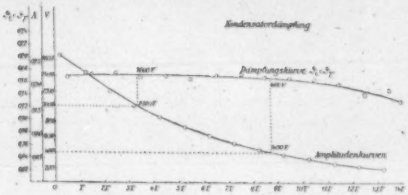


Fig. 2.

Es zeigt sich, daß die Kondensatordämpfung zunächst etwas rascher und von etwa 400 V an ganz langsam linear mit zunehmender Spannung wächst. Es darf wohl angenommen werden, daß dieses lineare Ansteigen über den untersuchten Bereich hinaus andauert, bis sich die Randstrahlung bemerkbar macht, und daß dies für die gebrauchten Ölkondensatoren bei den höchst verwendeten Spannungen von 6000 V noch nicht der Fall ist.

Die Funkendämpfung in Abhängigkeit von der Funkenlänge.

Bei diesen und allen folgenden Messungen wurde die in Fig. 1 angegebene Schaltung benutzt. In dem schwingenden System wurde nur die Funkenlänge in dem Intervall von 0,5 bis 2,5 mm verändert. Verwendet wurden Zinkelektroden von der nachstehenden Form (Fig. 3), deren Krümmungsradius an der Kraterseite rund 1 cm betrug.

Fig. 3.

Durch Ausmessen der hierbei erhaltenen Oszillogramme ergibt sich die Gesamtdämpfung $\mathfrak{d}$, von der die jeweiligen Werte $\mathfrak{d}_e + \mathfrak{d}_j$ abgezogen werden, so daß uns Fig. 4 den Verlauf der Funkendämpfung $\mathfrak{d}_f$ angibt. Die so erhaltenen Kurven zeigen, daß im Verlaufe einer Entladung zunächst die Funkendämpfung fällt, um sehr bald mit abnehmenden Stromamplituden anzusteigen. Im allgemeinen bestätigt sich also das schon von Zenneck[1]) gefundene Resultat. Aus diesen Kurven und den durch Gleichstromeichung ermittelten Stromstärken der einzelnen Amplituden wurden die folgenden Werte (Tabelle) zusammengestellt.

1) Zenneck, Ann. d. Phys. **13**, 822, 1904.

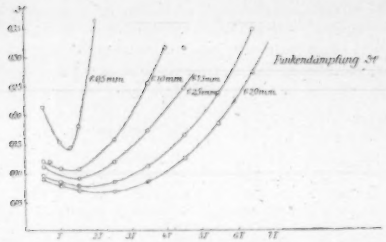


Fig. 4.

Tabelle.
Funkendämpfung δ_f.

Funkenlänge in mm	Stromstärke in A			
	0,1	0,2	0,3	0,4
0,5	0,180	—	—	—
1,0	0,206	0,116	—	—
1,5	0,276	0,126	0,096	—
2,0	0,376	0,160	0,090	0,070
2,5	0,320	0,212	0,132	0,090

Diese Tabelle läßt erkennen, daß die Funkendämpfung bei derselben Stromstärke mit zunehmender Funkenlänge zunimmt, daß sie aber bei derselben Funkenlänge mit wachsender Stromstärke abnimmt.

Die Funkendämpfung in Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial.

Bei diesen Versuchen wurde als vorteilhafteste, konstante Funkenlänge 2 mm gewählt. Zur Untersuchung gelangten die Materialien: *Zn, Sn, Fe, Cu, Pb, Mg, Al, Bi, Sb, C* und Messing. Fig. 5, in welcher die in der oben angedeuteten Weise aus den Oszillogrammen erhaltenen Kurven δ_f eingetragen sind, läßt schon erkennen, daß der Schwingungsverlauf ganz wesentlich vom Elektrodenmaterial beeinflußt wird. Vergleicht man auch hier die bei einer bestimmten, Stromstärke auftretende Funkendämpfung der einzelnen Materialien, so ergibt sich die folgende Zusammenstellung:

Material	δ_f für $i = 0{,}205$ A	Wärmeleitvermögen	Schmelztemperat.	Verdampfungstemperatur
Sb	0,072	0,04	450°	1090—1450°
Sn	0,110	0,15	226	1450—1600
Bi	0,112	0,019	260	1090—1450°
Pb	0,118	0,08	320	1050—1600
C	0,120	0,0004	—	4200
Zn	0,158	0,26	420	900
Mg	0,170	0,38	630	1100
Al	0,226	0,48	660	nicht flüchtig?
Messing	0,360	0,15—0,30	900	—
Fe	0,450	0,14—0,17	1400	—
Cu	0,560	0,93	1080	—

Die obige Reihe zeigt, daß die Funkendämpfung mit zunehmendem Wärmeleitvermögen

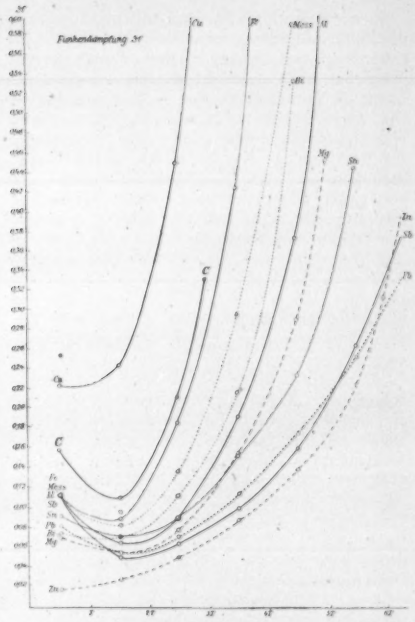


Fig. 5.

des Materials im allgemeinen wächst. Sie weist jedoch auch eine Anzahl Ausnahmen auf; und dies zwingt uns zu dem Schluß, daß neben dem Wärmeleitvermögen noch andere Faktoren eine Rolle spielen. Bei Messing und Eisen ist wohl ein wesentlicher Grund für die starke Abweichung darin zu suchen, daß sich beide an den Kraterflächen schon nach wenigen Funkenübergängen mit einer dichten Oxydschicht überziehen, welche die Leitfähigkeit der Funkenstrecke wesentlich beeinflußt. Ferner dürfte auch noch die Schmelz- und Verdampfungstemperatur der einzelnen Elektroden von Einfluß sein. Wohl aus diesem Grunde werden *Sb, Sn, Bi, Pb* trotz ihres bedeutend höheren Wärmeleitvermögens der Kohle in ihren Dämpfungswerten so nahe kommen, ja sie sogar noch übertreffen.

Dämpfung einer Funkenstrecke in Leuchtgas.

Um den Einfluß des die Funkenstrecke umspülenden Gases auf die Funkendämpfung zu erkennen, wurde die Funkenstrecke von einem weiten, dauernd von Leuchtgas durchflossenen Glasrohr umgeben. Die gefundenen Amplituden- und Dämpfungskurven δ_f sind in Fig. 6 auf-

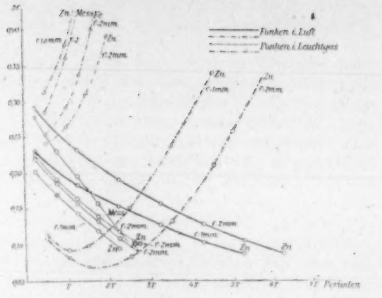


Fig. 6.

gezeichnet. Die Zinkfunkenstrecke hatte eine Funkenlänge von 1 und 2 mm. Die Dämpfungskurven zeigen, daß in Leuchtgas die Funkendämpfung wesentlich höhere Werte besitzt als diejenige in Luft. Mithin bedingt auch die größere Wärmeleitfähigkeit des Gases eine höhere Funkendämpfung. Das sonst beobachtete Dämpfungsminimum ist weggefallen oder so weit in den Anfang der Entladung gerückt, daß es außerhalb des der Messung zugänglichen Kurventeiles liegt. Die Funkendämpfung für Eisenelektroden kommt in Leuchtgas der für Zink recht nahe, so daß dieses Material, hier, wo die Oxydation wegfällt, sich recht gut in die aufgestellte Reihe nach dem Wärmeleitvermögen einfügen würde. Ähnliches gilt für Messing, so daß die im vorigen Abschnitt ausgesprochene Vermutung an Wahrscheinlichkeit gewinnt.

Funkendämpfung bei unterteilter Funkenstrecke.

Zuletzt wurden noch Versuche mit unterteilten Magnesiumfunkenstrecken in der Weise vorgenommen, daß jedesmal eine einfache Funkenstrecke verglichen wurde mit einer zweimal unterteilten von derselben Gesamtfunkenlänge. Die dabei gewonnenen Werte sind in Fig. 7 eingetragen. Es ist daraus das im voraus erwartete und auch von Eickhoff[1]) ermittelte Resultat zu entnehmen, daß die unterteilte Funkenstrecke wesentlich stärker gedämpft ist, als die einfache.

Erklärung der Vorgänge im Entladungsfunken.

Den Funken in unserem Schwingungskreise können wir auffassen als einen Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz. Bei einem solchen tritt eine Erwärmung der Elektroden und der Gas-

1) Eickhoff, Diese Zeitschr. **8**, 494, 1907.

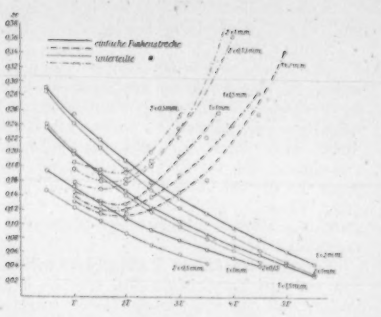


Fig. 7.

strecke auf. Wir haben hierin also den hauptsächlichsten Energieverbrauch zu suchen. Es wird vor allen die zur Erhitzung der Elektroden verwendete Energie einen hervorragenden Bestandteil der Funkenverluste bei einem derartigen schwingenden Systeme ausmachen.

Während des Entladungsvorganges sendet die negative Kraterfläche Elektronen aus. Bei eingetretenem Bogenstrome stellen diese Elektronen den Hauptstromträger dar. Mit wachsendem Strome muß daher die in der Zeiteinheit beförderte Elektronenmenge zunehmen. Das ist aber nur möglich, wenn entweder die Temperatur T oder die Gesamtfläche F des Kraters oder beide zugleich zugenommen haben[1]). Folglich steht das Produkt TF mit dem Strome i in einem funktionalen Zusammenhange derart, daß mit zunehmendem TF auch der Strom zunimmt und umgekehrt. Das Produkt TF ist aber auch proportional dem Wärme-Inhalt des Kraters. Wir kommen mithin zu dem Resultate, daß der Strom bei konstanter Spannung mit dem Wärmegehalt des Kraters steigt und fällt. Der Widerstand, den eine Funkenstrecke dem Stromdurchgange entgegensetzt, nimmt also mit zunehmendem Wärmegehalt der Kraterflächen ab. Mit abnehmendem Widerstand verringert sich aber auch die dadurch bedingte Funkendämpfung.

Betrachten wir nun die Verhältnisse bei einer oszillatorischen Entladung durch die Funkenstrecke. Zu Anfang einer Schwingungsperiode sei die Wärmemenge der Kraterflächen W_1, am Ende derselben W_2.

Dann ist

$$W_2 - W_1 = \Delta W$$

die im Verlauf einer Periode erfolgte Wärmeänderung. Diese wird im wesentlichen bedingt:

1. durch die während der Periode von dem Strome gelieferte Wärme W_i;

1) H. Th. Simon, Diese Zeitschr. **8**, 297, 1905.

2. durch die in derselben Zeit infolge Leitung und Strahlung verlorengehende Wärme W_s.

Somit ergibt sich:

$$\Delta W = W_i - W_s,$$

wobei W_i eine Funktion des Stromes ist, und im Verlaufe der Entladung ziemlich rasch abnehmen wird, während W_s im wesentlichen bedingt wird durch TF und das Wärmeleitvermögen. Es sei hier noch bemerkt, daß, wenn in diesem Abschnitt von Kraterwärme oder Wärmemenge gesprochen wird, darunter stets die mittlere Wärmemenge einer Periode verstanden ist.

Für eine bestimmte Stromstärke i wird sich nun ein Gleichgewichtszustand ergeben in der Weise, daß die von diesem Strome gelieferte Wärme W_i gerade ausreicht, um den durch Leitung und Strahlung hervorgerufenen Wärmeverlust W_s zu decken. In diesem Augenblicke ist $\Delta W = 0$. Gelänge es diesen Gleichgewichtszustand eine Zeitlang aufrecht zu erhalten, so würde die Funkenstrecke sich während dieser Zeit wie ein ihr äquivalenter Ohmscher Widerstand verhalten. Die Dämpfung $\mathfrak{d}_f$ wäre konstant. Im Verlaufe der Entladung nimmt aber W_i sehr rasch ab. Es wird also nach diesem Augenblicke des Gleichgewichtes W_i nicht mehr den Wärmeverlust W_s ersetzen können, zumal dieser Wert sich zu dieser Zeit gerade in seinem Maximum befindet. Mithin wird ΔW negativ, die Gesamtwärme der Kraterflächen nimmt ab, und damit ist ein Ansteigen der Funkendämpfung gegeben. Vor dem Augenblicke des Gleichgewichts ist zwar ΔW positiv, aber das Maximum der Kraterwärme ist noch nicht erreicht. Mithin muß auch vorher die Dämpfung größer sein.

Eine oszillatorische Entladung durch eine Funkenstrecke verläuft also folgendermaßen: Zunächst haben die Krater die Temperatur der Umgebung. Durch die anfangs hohen Werte der vom Strome gelieferten Wärmemenge W_i tritt bald eine Häufung von Wärme an den Kratern auf, wodurch wieder ein rasches Ansteigen der Wärmeverluste bedingt wird. Es tritt infolgedessen bald der Zeitpunkt ein, wo die Wärmeverluste gerade die gelieferte Wärme kompensieren. In diesem Augenblicke hat die Kraterwärme W ihr Maximum erreicht, denn infolge der nun überwiegenden Verluste W_s durch Wärmeleitung und Strahlung fällt W ziemlich stark. Durch diesen Verlauf der mittleren Kraterwärmen und aus unseren vorhergehenden Betrachtungen ergibt sich, daß die Funkendämpfung im Verlaufe einer oszillatorischen Entladung von anfänglich sehr hohen Werten zunächst sehr rasch, dann allmählicher auf ein Minimum sinken muß, welches im Gleichgewichtszustande erreicht wird, um von da an wieder ziemlich stark anzusteigen.

Bei einem Elektrodenmaterial von hoher Wärmeleitfähigkeit muß der Anstieg von W_s steil verlaufen. Das Maximum der Kraterwärme wird sehr früh erreicht, und dieses Maximum liegt weit unter dem, das mit einem schlecht wärmeleitenden Material erhalten wird. Ebenso wird der Abfall der Kraterwärme viel steiler sein. Bei einem Material von großem Wärmeleitvermögen muß also das Dämpfungsminimum bei einem höheren Werte liegen und der Anstieg der Dämpfung muß viel steiler verlaufen (vgl. Fig. 5). Der Vergleich der Dämpfungskurven von *Cu* und *Sb* bestätigt dies sehr gut. Aus dem viel steileren, ersten Anstieg von W_s ergibt sich noch, daß das Dämpfungsminimum, welches bei *Sb* erst nach Ablauf der ersten Periode eintritt, bei *Cu* schon innerhalb der ersten Viertelperiode liegen muß, denn zu der der Messung zugänglichen Zeit ist es bereits überschritten.

Da ferner ein Teil der Kraterwärme durch das umgebende Gas abgeleitet wird, erkennt man, daß mit zunehmendem Wärmeleitvermögen des Gases (z. B. bei Leuchtgasverwendung) die Funkendämpfung wachsen muß.

Ebenso muß bei einer unterteilten Funkenstrecke die Dämpfung größer sein, da hier infolge der doppelten Elektroden die wärmeleitende Fläche eine wesentlich größere ist.

Die Funkenkonstanten.

Allgemein läßt sich die Beziehung zwischen Spannung und Stromstärke für jeden Leiter durch eine ihm charakteristische Kurve darstellen, ein Verfahren, das sich besonders fruchtbar erwiesen hat bei allen Stromleitern, die nicht der einfachsten Beziehung, dem Ohmschen Gesetz, folgen.

Die Beziehung zwischen V und i sei allgemein gegeben durch die Gleichung

$$V = i \cdot m(i), \qquad (1)$$

wobei m allgemein eine gewisse Funktion von i ist, die im besonderen Falle des Ohmschen Gesetzes in die Konstante w übergeht. Wir wollen im folgenden $m(i)$ als die charakteristische Funktion des Leiters bezeichnen.

Wie für eine große Anzahl von Leitern, deren Verhalten vom Ohmschen Gesetz abweicht, so ist auch für die Funkenstrecke eine charakteristische Funktion aufgestellt worden. In seiner Arbeit über „Dauer, Energie und Dämpfung von Kondensatorfunken" legt Heydweiller[1]) allen seinen Rechnungen für den Funken die Beziehung zugrunde:

$$V = a + \frac{b}{i},$$

wo a und b Konstanten sind, die in erster

1) Heydweiller, Ann. d. Phys. **19**, 649, 1906; **25**, 48, 1908.

Linie von der Funkenlänge abhängen. Die charakteristische Funktion würde also die Form haben

$$m(i) = \frac{a}{i} + \frac{b}{i^2}. \qquad (2)$$

Im Verlaufe seiner Rechnung kommt Heydweiller zu dem Resultate, daß für oszillierende Entladungen die Konstante b vernachlässigt werden kann, so daß sich unter Vernachlässigung des Ohmschen Widerstandes für das Amplitudenverhältnis die Beziehung ergibt:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{v_0 - a}{v_0 - 3a}; \quad \frac{i_2}{i_3} = \frac{v_0 - 3a}{v_0 - 5a} \text{ usw.},$$

wobei v_0 das Entladungspotential darstellt. Demnach müßte die Amplitudenkurve für einen Schwingungskreis, der nur Funkenverluste aufweist, eine Gerade sein.

Sowohl Heydweiller als J. Koch haben zur Bestimmung der Funkenkonstanten a und b die sogenannte Methode der Restpotentiale verwendet, wobei in den Entladungskreis hinter die Funkenstrecke ein großer Ohmscher Widerstand geschaltet wird. Auf diese Weise können im Funken nur ganz geringe Stromstärken auftreten, so daß die Beziehung (2) nur für sehr kleine Stromwerte bestätigt ist. Ob sie auch noch gilt, wenn größere Energiemengen durch die Funkenstrecke schwingen, ist fraglich; und schon Heydweiller hat über diesen Punkt in seiner Arbeit Zweifel geäußert.

Die vorliegende Arbeit, bei der in den verschiedenen Schwingungsbildern ein ziemlich weiter Bereich der Stromwerte zur Verfügung stand, gestattet es, die Gültigkeitsgrenze der oben angeführten charakteristischen Funktion festzustellen. Zur Untersuchung dieser Fragen wurde der folgende Weg beschritten. Für einen Schwingungskreis X mit Ohmschem Widerstand wird das logarithmische Dekrement der Dämpfung dargestellt durch die Beziehung

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot w \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Es kann dies jedoch nur als Spezialfall betrachtet werden. Im allgemeinen wird der Schwingungskreis durch die charakteristische Funktion $m(i)$ beherrscht, und wir können das logarithmische Dekrement der Dämpfung definieren durch

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot m(i) \sqrt{\frac{C}{L}}, \qquad (3)$$

woraus resultiert

$$m(i) = \frac{\mathfrak{d}}{\pi} \sqrt{\frac{L}{C}}. \qquad (4)$$

Ist uns demnach $\mathfrak{d}$ für den gesamten Schwingungsverlauf bekannt, so kennen wir auch ohne weiteres die Werte von $m(i)$. Setzen wir also in Gleichung (4) die Werte $\mathfrak{d}_f$ der Funkendämpfung ein, so müssen sich Werte für $m(i)$ ergeben, wie sie durch einen nur aus einer Funkenstrecke gebildeten Schwingungskreis bedingt sind.

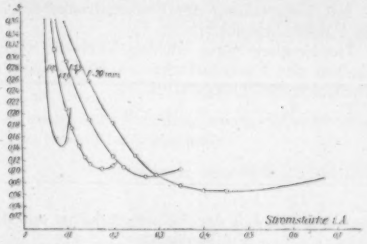


Fig. 8.

In Fig. 8 sind nun die Werte von $\mathfrak{d}_f$, die sich von $m(i)$ ja nur durch einen für den bestimmten Schwingungskreis konstanten Faktor $\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{L}{C}}$ unterscheiden, in Abhängigkeit von der Stromstärke gezeichnet unter Zugrundelegung der Kurven in Fig. 4.

Eine für diese Kurven angestellte Rechnung ergab, daß sie sich nur zu einem kleinen, bei ganz geringen Stromwerten verlaufenden Teil näherungsweise durch die Funktion (2) darstellen ließen. Es ist anzunehmen, daß sie für genügend kleine Stromwerte dieser Funktion folgen, eine Annahme, die durch die Tatsache erhärtet wird, daß das logarithmische Dekrement $\mathfrak{d}_f$ bei kleinen Funkenlängen und gegen Ende einer Entladung sich viel mehr dem geradlinigen Verlaufe nähert, als bei größeren Funkenlängen. Bei größeren Stromstärken jedoch und besonders in der Nähe der Dämpfungsminima ergeben alle Kurven ein starkes Abweichen von der Funktion (2), ein Resultat, das zu erwarten war, da eben diese Funktion keine Erklärung des Dämpfungsminimums zuließ.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe des Oszillographen wurde die Funkendämpfung in einem geschlossenen Kondensatorkreise untersucht in Abhängigkeit von:

a) der Funkenlänge und Stromstärke,

b) dem Elektrodenmaterial (*Zn, Sn, Sb, Bi, Pb, Fe, Cu, Al, Mg, C* und Messing),

c) dem durchschlagenen Gase,

d) der Unterteilung der Funkenstrecke.

Dabei ergaben sich folgende Resultate:

Bei konstanter Stromstärke nimmt die Funkendämpfung zu mit zunehmender Funkenlänge, während sie bei konstanter Funkenlänge mit abnehmendem Strome wächst.

Vom Elektrodenmaterial ist die Funkendämpfung im wesentlichen derart abhängig, daß das Material mit größerem Wärmeleitvermögen auch die größere Dämpfung aufweist.

Den gleichen Einfluß hat das umgebende Gas.

Mit Unterteilung der Funkenstrecke wächst die Funkendämpfung.

Die Erscheinungen wurden durch die Eigenschaften der Funkenstrecke als hochfrequenter Wechselstromlichtbogen erklärt.

Jena, Institut f. techn. Physik.

(Eingegangen 4. November 1908.)

Über den Einfluß der Selbstinduktion auf die Funkenspektra.

Von G. Berndt.

In einer kürzlich erschienenen Schrift wiederholt Herr Néculcéa[1]) gewisse Einwände, welche schon Herr Hemsalech[2]) ausgesprochen hatte, gegen meine Arbeit[3]), die sich mit dem Studium der Einwirkung der Selbstinduktion auf die Funkenspektra befaßte. Beide Herren äußern sich dahin, daß die von mir verwendeten Selbstinduktionen zu klein seien, und daß es nicht zulässig sei, den Funken durch eine Zylinderlinse auf den Spalt zu projizieren, da man dann nicht die langen und kurzen Linien voneinander trennen könne. Da letzteres aber gar nicht in dem Plane meiner Arbeit lag, so erledigt sich diese Behauptung von selbst, vielmehr bietet unter diesen Umständen die Zylinderlinse, bzw. der Schumannsche Kondensor, gewisse Vorteile bezüglich der gleichmäßigen Erleuchtung des Spaltes.

Die größte von mir verwendete Selbstinduktion betrug 0,0064 Henry; Herr Néculcéa ist in der Lage, Selbstinduktionen bis zum Betrage von 0,039 Henry einschalten zu können. Trotzdem beträgt die von ihm beim Titan verwendete maximale Selbstinduktion nur 0,00075 Henry, während die entsprechenden Werte für Kadmium, Zink, Thallium und Antimon 0,0023, für Zinn 0,0038 und für Blei 0,0072 Henry sind und nur beim Wismut, Kupfer und Silber die größte Selbstinduktion von 0,039 Henry in Gebrauch genommen wird. Daraus geht wohl zur Genüge hervor, daß Herr Néculcéa selbst in den meisten Fällen eine Selbstinduktion von 0,0064 Henry für genügend erachtet; es wäre sonst jedenfalls absolut unverständlich, warum er nicht bei allen Metallen die größte ihm zur Verfügung stehende Selbstinduktion verwendete. Nach meinen Versuchen ist es in der Tat vollständig ausreichend, daß die Selbstinduktionsspulen den von mir benutzten maximalen Wert besitzen, um den Einfluß der Selbstinduktion auf die Spektra zu übersehen. Ich erkenne natürlich trotzdem gerne an, daß es nicht überflüssig ist, die Einwirkung noch größerer Selbstinduktionen zu untersuchen; die dafür verwendeten Spulen hätten aber erheblich größere Werte als 0,039 Henry besitzen müssen. Ich glaube, daß somit auch der erste Einwand hinfällig ist.

Wenn ich mich seinerzeit nicht gegen diese Vorwürfe des Herrn Hemsalech gewendet habe, so geschah es aus dem Grunde, weil ich sie für zu unwichtig in bezug auf das Resultat meiner Arbeit hielt. Ferner hatte Herr Hemsalech seine Selbstinduktionen nicht gemessen, sondern sie (und auch das nur zum Teil) theoretisch berechnet, ein Verfahren, welches keine allzu genauen Resultate liefert; ein direkter Vergleich war deshalb sehr schwierig, ebenso wie ein solcher der Resultate der Spektrophotogramme. Trotzdem behauptete Herr Hemsalech, daß meine Resultate mit den seinigen gar nicht übereinstimmten. Das von Herrn Hemsalech mitgeteilte Material enthält aber die Intensitäten der Funkenlinien nur für den Fall, daß keine und daß eine, in vielen Fällen nicht einmal zahlenmäßig angegebene, Selbstinduktion eingeschaltet war. Es war mir deshalb unmöglich, die obige Ansicht erschöpfend auf ihre Richtigkeit zu prüfen. Soweit es nach dem vorliegenden dürftigen Material schien, war sogar die Übereinstimmung zwischen den Beobachtungen des Herrn Hemsalech und den meinigen eine relativ gute. Da es mir aber nicht möglich war, einen exakten Beweis für diese meine Ansicht und ferner die Gründe für die vorkommenden Abweichungen anzugeben, so wäre eine Kontroverse nur auf einen müßigen Wortstreit hinausgelaufen.

Jetzt wiederholt aber Herr Néculcéa auf Grund seines reichhaltigen Materials dieselbe Ansicht, daß meine Ergebnisse mit den seinigen absolut nicht übereinstimmten. Ich bin zwar auch hier der Ansicht, daß unsere Resultate nicht gar so sehr voneinander abweichen; ich bin aber auch andererseits in der glücklichen Lage, den Grund für die vorkommenden Abweichungen angeben zu können, was mich jetzt veranlaßt, den Ansichten der Herren Hemsalech und Néculcéa entgegenzutreten.

Wer jemals spektralanalytisch gearbeitet hat, weiß, daß die Intensität des Funkens mit eingeschalteter Selbstinduktion bedeutend geringer wird. Trotzdem benutzt Herr Néculcéa, so-

1) E. Néculcéa, Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultraviolets d'étincelles oscillantes. Paris 1908.

2) G. A. Hemsalech, Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles. Paris 1901.

3) G. Berndt, Über den Einfluß von Selbstinduktion auf die durch den Induktionsfunken erzeugten Metallspektra im Ultraviolett. Diss. Halle 1901.

weit ich aus seiner Arbeit ersehe, für Funken ohne und mit einer Selbstinduktion von beliebiger Größe dieselbe Expositionsdauer. Da darf es freilich nicht wundernehmen, wenn Herr Néculcéa findet, daß schon bei sehr kleinen Selbstinduktionen die meisten Linien verschwinden, und daß nur die allerkräftigsten ausharren. Bei Herrn Hemsalech ist die Größe der Expositionsdauer nicht so klar zu erkennen; nur bei drei der vierzehn von ihm untersuchten Metalle gibt Herr Hemsalech an, daß er die Belichtungszeit mit eingeschalteter Selbstinduktion vergrößerte; für die meisten seiner Resultate werden somit die gegen Herrn Néculcéa erhobenen Einwände gleichfalls zutreffend sein. Ich hatte bei meinen Versuchen die Expositionsdauer so gewählt, daß die Spektren auf der photographischen Platte etwa gleiche Schwärzung hervorriefen, d. h. je größer die Selbstinduktion, um so länger wurde die Platte belichtet. Es ist klar, daß auf meinen Photogrammen eine weit größere Zahl von Linien auftreten mußte, als auf denen der Herren Hemsalech und Néculcéa. Daß mein Verfahren vorzuziehen sein dürfte, scheint mir leicht zu beweisen zu sein. Denn wenn man den Funken immer mehr schwächt, erhält man für eine gegebene Expositionsdauer und photographische Platte überhaupt keinen Eindruck auf derselben und darf doch nicht daraus den Schluß ziehen, daß der Funken keine Linien mehr emittiere. Das Richtigste würde es meiner Ansicht nach sein, die Belichtungszeit so zu wählen, daß das Produkt aus der photometrisch gemessenen Helligkeit des Funkens (oder noch besser vielleicht der chemischen Aktivität des Funkens in bezug auf die photographische Platte) und der Expositionsdauer konstant ist, da man dann — angenähert wenigstens — gleiche Schwärzung der Platte erhalten würde. Dieser Forderung würden sich aber ziemlich große experimentelle Schwierigkeiten entgegenstellen; ich habe ihr deshalb durch das vorhin erwähnte Verfahren angenähert zu genügen gesucht.

Auf Grund dieser ganz verschiedenen Verfahren bei der Wahl der Belichtungsdauer erklären sich also die Unterschiede in den Ergebnissen der Arbeiten der Herren Hemsalech und Néculcéa einerseits und der meinigen andererseits. Wenn man aus der verschiedenen Arbeitsmethode einen Vorwurf herleiten will, so ist er wohl eher gegen Herrn Néculcéa zu erheben, da er bei der geringen Intensität des Funkens mit eingeschalteter Selbstinduktion eine vollständig ungenügende Expositionsdauer[1]) gewählt hat. Deshalb führen auch m. E. seine experimentellen Untersuchungen über den Einfluß der Selbstinduktion im äußersten Ultraviolett zu keinen neuen Ergebnissen, so sehr ich auch sonst die ausführliche und interessante Arbeit des Herrn Néculcéa anerkenne und schätze.

(Eingegangen 17. November 1908.)

1) Aus diesem Grunde scheint Herr Néculcéa auch nicht das Bandenspektrum des Stickstoffs, welches bei Einschaltung von Selbstinduktion bei den meisten Metallen auftritt, beobachtet zu haben; wenigstens erwähnt er es nirgends.

Beitrag zur Prüfung des Beerschen Absorptionsgesetzes.

Von F. Stumpf.

Nachdem durch theoretische Betrachtungen über die Wechselwirkungen der Elektronen im Molekül[1]) wahrscheinlich gemacht ist, daß das Beersche Gesetz nicht streng erfüllt sei, schien es erwünscht, dies Gesetz, dem schon so manche Beobachtung gewidmet ist[2]), unter möglichst günstigen Verhältnissen, insbesondere auch unter möglichster Vermeidung von Dissoziationen bei Lösungen nochmals einer Prüfung zu unterziehen. Ich habe auf Anregung von Herrn Prof. Voigt einige Versuche in dieser Richtung angestellt.

Das Beersche Gesetz setzt den Absorptionsindex $n\varkappa$ absorbierender Lösungen ihrer Konzentration c proportional, wobei der Faktor von der Wellenlänge abhängig ist. Wir schreiben: $n\varkappa = a_{(\lambda)} \cdot c$. Das von einer einfallenden Intensität $\mathfrak{J}_h^0$ durch eine Schichtdicke d_h hindurchgegangene Licht hat also die Intensität:

$$\mathfrak{J}_h = \mathfrak{J}_h^0 \cdot e^{-\frac{4\pi}{\lambda} a_h c_h d_h} = \mathfrak{J}_h^0 \cdot e^{-K_h},$$

wo K_h eine Abkürzung ist. Bei meinen Versuchen wurden mittels eines Lummerschen Photometerwürfels zwei Lichtmengen verglichen, deren eine die Schichtdicke $d_1 = 1$ mm bzw. 2 mm mit der Konzentration c_1, deren andere die Schichtdicke $d_2 = 1500$ mm mit der Konzentration $c_2 = c_1/1500$ bzw. $c_1/750$ durchsetzt hatte. Nach dem Beerschen Gesetz wäre also wegen $c_1 d_1 = c_2 d_2$ zu erwarten, daß die durchgehenden Lichtmengen die gleiche Schwächung erleiden und die gleiche Farbenzusammensetzung behalten müßten.

Ist das Beersche Gesetz nicht streng, aber doch angenähert erfüllt (wie das frühere Messungen zeigen), so kann man $\mathfrak{A} = (\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_2)/\mathfrak{J}_2$, was mit $(\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_2)/\mathfrak{J}_1$ praktisch gleich ist, als die Abweichung von diesem Gesetz bezeichnen. Hierfür gilt dann in Annäherung: $\mathfrak{A} = K_2 - K_1$. Die Abweichung $\mathfrak{A}$ ist der Gegenstand der direkten photometrischen Messung. Strahlen

1) Siehe z. B. W. Voigt, Ann. d. Phys. **6**, 500, 1901.
2) Eine Zusammenstellung findet man bei Kayser, Handb. d. Spektroskopie, Bd. III, S. 109.

nämlich die beiden bei der Beobachtung benutzten Lichtquellen in die Entfernung Eins bzw. die Intensitäten $\mathcal{J}_{01}$ und $\mathcal{J}_{02}$, und sind ihre Entfernungen vom Photometer bei Beleuchtungsgleichheit bzw. r_{01} und r_{02}, so gilt:

$$\mathcal{J}_{01}/\mathcal{J}_{02} = (r_{01}/r_{02})^2.$$

Nach Einschalten der absorbierenden Flüssigkeiten möge diese Gleichheit in den Abständen $r_1 = r_{01} + v$, $r_2 = r_{02} - v$ eintreten, wobei v die Verschiebung des Photometerwürfels bezeichnet; es ist dann:

$$\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2 = \mathcal{J}_{01}/\mathcal{J}_{02} \cdot e^{K_2 - K_1} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 = \left(\frac{r_{01}+v}{r_{02}-v}\right)^2.$$

Hieraus folgt aber

$$\mathfrak{A} = K_2 - K_1 = 2v\left(\frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}}\right).$$

Die Beobachtung gestattet also zunächst kein Urteil über das prozentuale Verhältnis der Differenz $(n_2 \varkappa_2 d_2 - n_1 \varkappa_1 d_1)$ zu $n_2 \varkappa_2 d_2$ oder zu $n_1 \varkappa_1 d_1$. Um diese Größe, d. h. also: $\frac{(K_2 - K_1)}{K_2} = \mathfrak{a}$ (was praktisch mit: $\frac{(K_2 - K_1)}{K_1}$ identisch ist) zu erhalten, hat man $\mathfrak{A}$ noch mit K_2 oder K_1 zu dividieren. Wir wollen diesen Nenner durch $ln(\mathcal{J}_0/\mathcal{J})$ ersetzen, wobei für $\mathcal{J}$ ebensowohl $\mathcal{J}_1$ als $\mathcal{J}_2$ gesetzt werden kann. $2v\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = \mathfrak{v}$ kann man die prozentuale Verschiebung nennen und erhält so die schließliche Beziehung zur prozentualen Abweichung $\mathfrak{a}$

$$\mathfrak{a} \cdot ln(\mathcal{J}_0/\mathcal{J}) = \mathfrak{v}.$$

Diese Formel zeigt, daß je nach dem Wert von $ln(\mathcal{J}_0/\mathcal{J})$ die prozentuale Abweichung $\mathfrak{a}$ vom Beerschen Gesetz beträchtlich von der prozentualen Verschiebung $\mathfrak{v}$ verschieden ist; z. B. können bei kleinen Werten $\mathcal{J}_0/\mathcal{J}$ großen $\mathfrak{a}$ sehr kleine $\mathfrak{v}$ entsprechen und sich sogar, da für $\mathfrak{v}$ eine untere Wahrnehmbarkeitsgrenze besteht, der Konstatierung völlig entziehen.

In der Tat: ist $\bar{\mathfrak{v}}$ der kleinste wahrscheinliche Fehler der photometrischen Beobachtung, und somit der kleinste noch sicherzustellende Betrag von $\mathfrak{v}$, so entspricht dem ein kleinster nachweisbarer Wert $\bar{\mathfrak{a}}$ der prozentualen Abweichung, gegeben durch: $\bar{\mathfrak{a}} = \bar{\mathfrak{v}}/ln(\mathcal{J}_0/\mathcal{J})$.

Ist: $\mathcal{J}_0/\mathcal{J} = e$, also: $ln\,\mathcal{J}_0/\mathcal{J} = 1$,

so ist: $\bar{\mathfrak{a}} = \bar{\mathfrak{v}}$. Letzteres dürfte bei den stärksten von mir benutzten Konzentrationen nahezu erreicht gewesen sein.

Die Versuchsanordnung war nun so, daß in etwa 4 m Abstand zwei hintereinandergeschaltete Nernstlampen auf eine optische Bank gestellt waren. Das Verhältnis ihrer Helligkeiten blieb nach vielfachen Kontrollmessungen stundenlang konstant. Das Licht der einen durchsetzte bei den definitiven Messungen einen Trog von 1 bzw. 2 mm Dicke und fiel dann auf die eine Fläche des Photometerwürfels; auf die andere Seite fiel das Licht der anderen Lampe, nachdem es eine Glasröhre von 1,5 m Länge passiert hatte, in welcher sich drei schwarze Glasblenden zur Vermeidung der Reflexionen an den Röhrenwänden befanden.

Bei den Messungen der Tab. I war der Trog durch eine U-förmige planparallele Glasplatte hergestellt, auf die zwei Glasplatten mit Wasserglas gekittet waren. Die Dicke d_1 war hier nur auf ca. 25 μ bestimmbar. Um eine größere Genauigkeit zu erzielen, ließ mir Herr Voigt durch Reinfelder & Hertel in München eine sehr schöne U-Platte von 1 mm und eine solche von 2 mm Dicke herstellen, die auf 1 μ genau geschliffen waren. Als Deckplatten wurden zwei Platten von Heele-Berlin verwendet, von mindestens derselben Genauigkeit in bezug auf Planheit. Die 3 Platten wurden in einem Metallrahmen leise aufeinander gepreßt und der so entstandene Trog hielt vollkommen dicht; er wurde für die Messungen der Tab. II benutzt.

Es wurde bei jedem Versuch zunächst eine Füllung von Trog und Röhre mit reinem Lösungsmittel und damit eine Nullpunktseinstellung gemacht, zur Berücksichtigung des Intensitätsverhältnisses der Lampen und der Absorption des Lösungsmittels. Dann wurde der Trog mit der stärkeren, die Röhre mit der schwächeren Konzentration versehen, wonach, wenn das Beersche Gesetz gilt, der Photometerwürfel die Stellung des Nullpunktes beibehalten sollte.

Bei den ersten (hier nicht mitgeteilten) Messungen, die mit Wasser als Lösungsmittel angestellt wurden, war die Anordnung etwas anders. Die Absorption des reinen Lösungsmittels wurde dort ausgeglichen durch eine zweite Röhre auf der Seite des Trogs und einen zweiten Trog auf der Seite der Röhre. Dies wurde bei alkoholischen Lösungen aufgegeben, da ein so großes Flüssigkeitsquantum (7 Liter) Fehlerquellen birgt, nicht nur durch sinkende Staubteilchen, sondern auch infolge ungleichmäßiger Temperatur und Schlierenbildung. Diese Fehlerquellen kamen durch Beschränkung auf den Trog allein wenigstens auf der einen Seite in Wegfall.

Die symmetrische Anordnung sollte bezwecken, daß die Reflexionen an den Verschlußplatten sich heraushoben, während sie bei der unsymmetrischen in Rechnung gesetzt werden mußten. Die Wirkung dieser Reflexionen ergab sich aber nach einem Überschlag als innerhalb der Beobachtungsfehler liegend und somit als durchaus zu vernachlässigen.

Bei den alkoholischen Lösungen wurde die Färbung in einer Flasche vorgenommen und die Flüssigkeit dann durch eine Luftpumpe in die Röhre übergesaugt. Die nachströmende Luft wurde von Feuchtigkeit befreit und durch

eine Waschflasche mit reinem Lösungsmittel geschickt. Das Übersaugen wurde vor jedem Versuch mehrmals mit ungefärbter Lösung wiederholt, damit festgestellt werden konnte, daß die Absorption des reinen Lösungsmittels sich dabei nicht wesentlich änderte. Doch ergab sich durch eine große Anzahl Vorversuche, daß die Genauigkeit, mit welcher der Photometerwürfel bei Beleuchtungsgleichheit seine Stellung wieder einnahm, nicht über ± 1 cm zu treiben war, während die einzelnen Einstellungen (des Würfels) auf ± 1 oder 2 mm genau waren ($\mathfrak{v} =$ ca. 1 %).

Bei Benzol erhielt ich damit keine Konstanz zwischen den Wiedereinfüllungen derselben Flüssigkeit in die Röhre. Deshalb wurde die Färbung in der Röhre selbst vollzogen und durch Schütteln der letzteren für homogene Verteilung gesorgt. Die Röhre konnte nach dem Schütteln genau an denselben Platz zurückgebracht werden, und in der Tat schien der Strahlengang durch die Operation nicht beeinflußt zu werden.

Die Lösungen für die Röhre (8 l, bei Benzol 6 l) wurden mit einer Meßflasche von 2 l Inhalt auf Promille abgemessen, die kleineren Mengen für den Trog mittels eines Meßglases, das in $^1/_{50}$ ccm geteilt war, jedenfalls auf weniger als 1 Proz.

Die gebrauchten Flüssigkeiten wurden für weitere Benutzung durch Destillation gereinigt.

Die ersten Versuche mit wäßrigen Lösungen organischer Farbstoffe, welche beträchtliche Abweichungen vom Beerschen Gesetz ergaben, waren nicht einwandfrei, weil Dissoziationen dabei nicht ausgeschlossen waren. Letztere waren auch durch Anwendung von Alkohol als Lösungsmittel nicht ganz vermieden, wie folgende Leitfähigkeitsbestimmung ergab:

Brillantgrün in Alkohol.

Konzentrationen	Reiner Alkohol	$\frac{N}{1000}$	$\frac{N}{100}$	$\frac{N}{10}$	N
Widerstand der Schicht	169020	107000	24000	3685	446

Daher wurden zuletzt Lösungen in Benzol verwendet. Der Widerstand des reinen sowohl als des stark gefärbten Benzols war ganz bedeutend höher als derjenige selbst des reinen Alkohols.

Leider konnte ich zunächst nur einen benzollöslichen stärkeren Farbstoff (Diphenblau R) erhalten, der sich aber als unbrauchbar erwies, da er sich in Lösung allmählich veränderte. Die für Alkohol verwendeten „gefärbten Stoffe" sind zwar größtenteils auch in Benzol löslich, geben aber nicht so hohe Absorptionen, wie nach dem Eingang erwünscht ist. Nur Amidoazobenzol war etwas kräftiger. Herr Dr. Borsche, Göttingen, hat mir bei der Auswahl der Stoffe freundlichen Rat gewährt.

Tabelle I.

Hier ist ein Trog von 2 mm verwendet, dessen Dicke auf ca. 25 μ bekannt war. Die Entfernung der Lampen betrug 452 cm, die Bildverschiebung durch die Lichtbrechung in der Röhre 38 cm, die wirksame Entfernung war also: 414 cm. Negatives Vorzeichen bedeutet Annäherung des Photometerwürfels an den Trog, v ist die mittlere Verschiebung des Photometers, $\pm w$ ist der wahrscheinliche Fehler der Einstellung; beide sind in Zentimetern ausgedrückt.

Stoff in Alkohol gelöst	Konzentrationen					
1. Amidoazobenzol		$^1/_{1000}$	$^1/_{2500}$	$^1/_{5000}$	$^1/_{10000}$	Nullpunkt
	$v =$	−0,9	−1,7	−1,2	−0,9	—
	$\pm w =$	—	—	0,17	0,17	0,15
	$\mathfrak{v} =$	−0,0088	−0,0166	−0,0117	−0,0088	—
2. Nitrodimethylanilin		$^1/_{50}$	$^1/_{100}$	$^1/_{200}$		Nullpunkt
	$v =$	+0,4	−0,4	−1,2		—
	$\pm w =$	0,05	0,03	0,09		0,09
	$\mathfrak{v} =$	+0,0039	−0,0039	−0,0117		—
3. Chinon		$\frac{17,7}{1000}$	$\frac{8,9}{1000}$			Nullpunkt
	$v =$	−0,9	−1,0			—
	$\pm w =$	0,15	0,11			0,09
	$\mathfrak{v} =$	−0,0088	−0,0097			—
4. Orthonitroanilin		$^{40}/_{1000}$				Nullpunkt
	$v =$	+0,7				—
	$\pm w =$	0,06				0,17
	$\mathfrak{v} =$	+0,0068				—

Wegen der in alkoholischer Lösung nach obigem stattfindenden Dissoziationen sind diese Zahlen wenig beweisend.

Tabelle II.

Die Dicken d_1 der Tröge waren hier auf wenige μ bekannt. Die wirksame Entfernung $(r_1 + r_2)$ betrug ungefähr 400 cm.

Amidoazobenzol in Benzol		$d_1 = 1$ mm		$d_1 = 2$ mm	Nullpunkt
		$\frac{1,175}{100}$	$\frac{2,937}{100}$	$\frac{2,937}{100}$	
	$v =$	+0,1	+0,9	−,02	—
	$\pm w =$	0,08	0,10	0,03	0,04
	$\mathfrak{v} =$	+0,001	+0,009	−0,002	—

Wie man sieht, überschreitet in den maßgebenden letzten Beobachtungen mit Benzol als Lösungsmittel v nicht den Wert von 1 cm, $\mathfrak{v}$ den Wert von 0,01. Nimmt man $\mathcal{J}_0/\mathcal{J}$ etwa gleich

$\varepsilon = 2{,}7$, was nur bei den stärksten Konzentrationen erreicht ist, so folgt $\mathfrak{a} = \frac{v}{ln\, \mathfrak{F}_0/\mathfrak{F}} =$ einige Promille.

Man darf wohl sagen, daß diese Größen durchaus innerhalb der Fehlergrenzen liegen, und daß danach das Beersche Gesetz bis zu dieser Genauigkeit und innerhalb so weiter Konzentrationsunterschiede als bestätigt anzusehen ist.

Herrn Geheimrat Prof. Voigt, durch dessen freundliche Anleitung ich bei dieser Arbeit sehr gefördert wurde, möchte ich meinen ehrerbietigsten Dank aussprechen.

Göttingen, im Oktober 1908.

(Eingegangen 17. November 1908.)

Über die Viskositätsanomalien anisotroper Flüssigkeiten im hydraulischen Strömungszustande.

(Ein Experimentalbeitrag zur Schwarmtheorie der kristallinischen Flüssigkeiten.)

Von Emil Bose.

Vor einiger Zeit habe ich an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß voraussichtlich der sogenannte hydraulische Strömungszustand ein Mittel darbiete, um die richtungsgeordneten Schwarmzustände, welche wir in den anisotropen Flüssigkeiten annehmen müssen, auf mechanischem Wege nachweisen zu können.

Da nunmehr diese Voraussage sich auf dem Wege des Experiments durchaus bestätigt hat, wie aus den weiter unten zu besprechenden Versuchen hervorgeht, so wollen wir den Gang der hierhergehörigen Überlegungen zunächst etwas eingehender darstellen.

Wir haben beim Strömen von Flüssigkeiten in Röhren zwei grundverschiedene Zustände zu unterscheiden, den geordneten, in welchem das Poiseuillesche Gesetz gilt, und einen ungeordneten, in welchem von einer Gültigkeit dieses Gesetzes nicht mehr die Rede ist und der gewöhnlich als der hydraulische Strömungszustand bezeichnet wird, weil er in praxi beim Strömen des Wassers in Wasserleitungs- und anderen Röhren stets vorliegt. Es können nun in einer und derselben Kapillare beide Zustände realisiert werden, und dabei zeigt sich, daß bei genügend kleinem Druckgefälle stets der Poiseuillesche Zustand sich als stabil erweist, bei genügend großem Gefälle dagegen der hydraulische Zustand; geschieden sind diese beiden Zustände durch ein Zwischengebiet, in welchem beide labil sind und die Strömung sich derart vollzieht, daß ein fortgesetzter periodischer Übergang aus dem einen in den andern Zustand stattfindet. Die Existenz dieses Zwischengebietes läßt sich leicht demonstrieren, wenn man etwa Quecksilber aus einer horizontal befestigten, ca. 30 cm langen und 1 mm weiten Röhre unter einem Drucke von einigen Centimetern Quecksilbersäule frei ausfließen läßt[1]). Man sieht dann den austretenden Strahl periodisch zwischen zwei Lagen schwanken, der schneller austretende weiter reichende Strahl erweist sich, mit der Lupe betrachtet, als völlig glatt und zylindrisch, während der langsamere, weniger weit spritzende Strahl eine gekräuselte Oberfläche aufweist.

Was die Erklärung für diesen periodischen Übergang von einem zum andern Zustande betrifft, so gestaltet dieselbe sich folgendermaßen. Für ein gegebenes Rohr ist für eine gegebene Flüssigkeit bei gegebener Temperatur der Poiseuillesche Strömungszustand bis zu einer gewissen Grenzgeschwindigkeit stabil, innerhalb dieses Gebietes ist die Ausflußmenge direkt proportional dem angewandten Druck, oder, auf die gleiche Ausflußmenge berechnet, das Produkt

Druck $\times$ Ausströmungszeit = konst.

Wird die Grenzgeschwindigkeit, bei welcher dieser Zustand stabil ist, überschritten, so stellt sich der hydraulische Zustand her, welcher größere Reibungswiderstände bietet, so daß bei konstant bleibendem Druckgefälle die Strömungsgeschwindigkeit abnimmt und somit den Grenzwert wieder unterschreitet. Die Folge davon ist, daß nunmehr der Poiseuillesche Strömungszustand wieder stabil wird, mit dessen Einsetzen aber die Geschwindigkeit sofort wieder zu wachsen beginnt, so daß sich das Spiel fortwährend wiederholt. Der hydraulische Zustand wird stabil, wenn das Druckgefälle groß genug ist, um auch bei seiner Existenz mindestens die Grenzgeschwindigkeit zu gewährleisten.

Während der Poiseuillesche Zustand geordnete Strömungszustände darstellt (im kreisförmigen Rohrquerschnitt weisen alle Punkte in gleichem Abstande von der Rohrachse gleiche Geschwindigkeit auf, und die Geschwindigkeit nimmt von dem Maximalwert in der Achse nach einem parabolischen Gesetze ab, um an der Rohrwandung Null zu werden), bestehen im hydraulischen Zustande sehr viel kompliziertere Bewegungen, insbesondere ist das Rohr von aufeinanderfolgenden Wirbelscharen erfüllt. Ein Volumelement der Flüssigkeit bewegt sich hier nicht mehr geradlinig parallel der Rohrachse, sondern auf komplizierten Kurven, wie das besonders von Osborne Reynolds[2]) experimentell nachgewiesen worden ist.

Ich habe nun früher gezeigt, daß die trüben anisotropen Flüssigkeitszustände ein Durchein-

1) Vergl. M. Brillouin, Leçons sur la viscosité. Paris (1907). Bd. 1, S. 204.

2) Phil. Trans. Roy. Soc. of. London Vol. **174**, 705, 1883.

änder von Molekülschwärmen darstellen, deren jeder mit einer gewissen Vorzugsrichtung versehen ist, um welche sich ganz überwiegend die Längsrichtungen der Moleküle anordnen. Ein derartiger Schwarm wird in Richtung seiner Vorzugsrichtung erheblich leichter deformierbar sein, als in den Richtungen senkrecht dazu und beim Durchfließen einer Kapillaren im Poiseuilleschen Zustande werden daher die Schwarmachsen sich möglichst parallel zur Rohrachse einstellen. In dieser Weise erklären sich ungezwungen die Viskositätsanomalien der dünnflüssigen anisotropen Flüssigkeiten. Haben wir dagegen an Stelle des Poiseuilleschen den hydraulischen Strömungszustand, so wird die Ausnutzung der Vorzugsrichtung nicht mehr in dem Maße erfolgen können, als es in dem geordneten Poiseuilleschen Zustande möglich war, und zwar um so weniger, je intensiver die Durchwirbelung wird, d. h. in je höherem Grade das Druckgefälle den Grenzwert überschreitet, bei dem der Poiseuillesche Zustand labil wird.

Demnach ist zu erwarten, daß bei steigendem Druckgefälle, d. h. bei immer intensiverer Durchwirbelung der Flüssigkeit in der Kapillaren die Viskositätsanomalien einer anisotropen Flüssigkeit immer mehr zurücktreten werden. Wir können diese Überlegung auch folgendermaßen zusammenfassen. Handelt es sich entsprechend der vom Verfasser vertretenen Auffassung bei den trüben anisotropen Flüssigkeiten um richtungsgeordnete Schwarmzustände, so werden dieselben sich namentlich bei geordneten Bewegungen bemerkbar machen, und je mehr es gelingt, die geordneten Bewegungszustände durch ungeordnete zu ersetzen, in desto höherem Grade wird der aus dem richtungsgeordneten Zustande resultierende Effekt zurückgedrängt werden.

Diese Folgerungen, die auf einen direkt mechanischen Nachweis der richtungsgeordneten Zustände in anisotropen Flüssigkeiten hinauslaufen, erweisen sich in der Tat als völlig berechtigt, wie die im folgenden mitgeteilten Versuche beweisen.

Die Versuchsanordnung ähnelte im allgemeinen derjenigen, welche der Verfasser bei seiner in Gemeinschaft mit F. Conrat ausgeführten Arbeit gebrauchte, nur war die Einrichtung für die Konstanthaltung und langsame Veränderung der Temperatur des Paraffinbades erheblich verbessert. An die Stelle des damals verwendeten Reibungsröhrchens trat jedoch ein völlig anders gestaltetes, welches den besonderen Umständen zur Ausbildung des hydraulischen Zustandes Rechnung trug. Da es sich um größere Drucke handelte, als sie durch Niveauunterschiede der Substanz selbst zu erhalten waren, so war einerseits Anschluß an einen Vakuumbehälter, andererseits an einen Druckbehälter vorgesehen, von denen nach Bedarf einer oder beide zugleich in Aktion treten konnten. Eine Gesamtübersicht über diese Anordnung gibt Fig. 1.

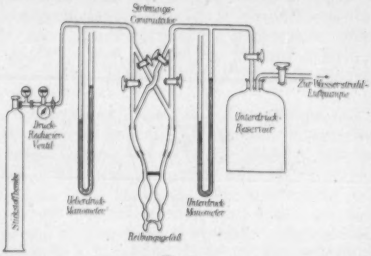


Fig. 1.

In der ohne Rücksicht auf wirkliche Größenverhältnisse wesentlich schematisch gehaltenen Figur sieht man links die Stickstoffbombe mit Manometer und Reduzierventil. Letzteres gestattete den Überdruck, der an dem Quecksilbermanometer links gemessen wurde, beliebig lange konstant zu erhalten. Rechts sehen wir als Unterdruckreservoir eine Flasche von ca. 5 Liter Inhalt, die mit einer Wasserstrahlluftpumpe auf beliebigen Unterdruck gebracht werden konnte. Die Überdruck- und Unterdruckleitungen gehen nicht direkt zum Reibungsröhrchen, sondern zunächst zu einem Strömungskommutator, der bei Öffnung der Vertikalhähne im Reibungsgefäß eine Strömung von links nach rechts, bei Öffnung der Diagonalhähne dagegen eine Strömung in entgegengesetzter Richtung bewirkt. Beim Öffnen eines Vertikalhahnes und des zugehörigen Diagonalhahnes herrscht im Reibungsröhrchen beiderseits gleicher Druck. Mittels dieser zu ähnlichen Zwecken schon häufig gebrauchten Anordnung ist man demnach in der Lage, in schneller Folge die Flüssigkeit im Reibungsgefäß (Fig. 2) hin und her zu treiben und einen Versuch an den andern zu reihen. Da die beiden oben und unten eingeschnürten Ausflußgefäße nur annähernd das gleiche Volum (ca. 1 ccm) haben und beim Durchfluß links-rechts das linke, beim Durchfluß rechts-links das rechte Ausflußgefäß benutzt wurde, so sind die mit entgegengesetzten Durchflußrichtungen erhaltenen Versuche nicht direkt miteinander vergleichbar, sondern stellen vielmehr zwei voneinander unabhängige Versuchsserien dar, was für die Kontrolle der Beobachtungen von großem Werte ist. Die Füllung des Reibungsgefäßes ist derart bemessen, daß beim Ausfließen des linken Gefäßes sich das rechte füllt und umgekehrt, so daß nach Beendigung eines Durchflusses der Apparat sofort

Fig. 2.

zum Durchfluß in entgegengesetzter Richtung bereit ist.

In den folgenden Tabellen und Kurven findet sich nun das am Anisaldazin erhaltene Beobachtungsmaterial zusammengestellt. Anisaldazin wurde besonders deswegen genommen, weil bei ihm die Reibungsanomalien im Poiseuilleschen Zustande am genauesten untersucht worden sind. Hier lagen ja die Beobachtungen des Verfassers in Gemeinschaft mit F. Conrat[1]) vor. Dazu kommt, daß Anisaldazin leicht darzustellen und zu reinigen ist, sowie daß es sich auch lange Zeit im geschmolzenen Zustande erhalten läßt, ohne sich merklich zu zersetzen.

Die Versuche wurden in zwei verschiedenen Reibungsröhrchen angestellt, die mit Nr. 3 und Nr. 4 bezeichnet waren. In Nr. 3 lag die Grenze des rein Poiseuilleschen Zustandes bei einem Druck von etwa 30 mm Quecksilbersäule, von etwa 60 mm an war sicher der hydraulische Zustand stabil.

Tabelle Ia.

(Rohr 3, Durchfluß links-rechts $p = 100$ mm *Hg*.)

Temperatur	Ausflußzeit	Bemerkungen
172,4	188	
172,8	188,5	
176,5	191	
177,0	186,6	
178,9	203	anisotrop-flüssig
179,4	207,5	
179,5	215	
179,7	207	
180,0	217,5	Klärungstemperatur 181,2
182,0	290	
182,1	290	
184,9	287,5	isotrop-flüssig
189,0	270,5	
189,3	277	

1) E. Bose und F. Conrat, diese Zeitschr. **9**, 169, 1908.

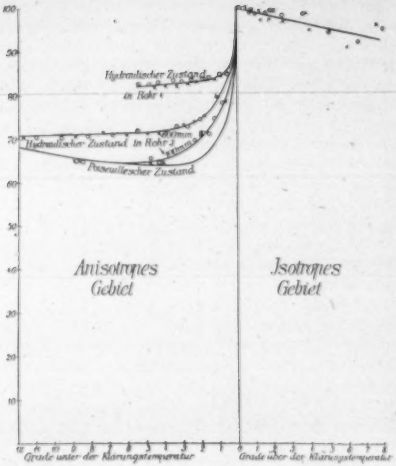


Fig. 3.

Tabelle Ib.

(Rohr 3, Durchfluß rechts-links, $p = 100$ mm *Hg*.)

Temperatur	Ausflußzeit	Bemerkungen
172,35	174	
172,5	174	
176,45	173	
177,2	173	anisotrop-flüssig
179,2	192,6	
179,2	190	
179,2	192	
179,6	211	Klärungstemperatur 181,2
182,0	268,0	
182,1	268,1	isotrop-flüssig
184,0	266	
188,8	259,5	
189,3	262	

Tabelle IIa.

(Rohr 3, Durchfluß links-rechts, $p = 600$ mm *Hg*.)

Temperatur	Ausflußzeit	Bemerkungen
167,7	34,1	
169,0	34,4	
170,4	34,0	
171,8	34,1	
173,3	34,3	
174,6	34,4	
176,0	34,7	anisotrop-flüssig
178,1	35,2	
178,7	35,2	
179,4	35,9	
180,0	36,3	
180,6	37,8	Klärungstemperatur 181,4
181,5	48,5	
183,3	48,1	
183,5	48,2	isotrop-flüssig
184,0	47,7	
186,2	45,7	
187,8	44,7	

Tabelle IIb.
(Rohr 3, Durchfluß rechts-links, $p = 600$ mm *Hg*.)

Temperatur	Durchflußzeit	Bemerkungen
168,4	32,3	
169,6	32,0	
172,6	32,2	
174,1	32,5	
175,4	32,3	
176,5	32,4	anisotrop-flüssig
178,5	33,3	
179,1	33,7	
179,6	34,2	
180,3	36,2	Klärungstemperatur 181,4
181,4	41,4	Durchfluß teils trüb, teils klar erfolgend
182,1	45,6	
182,8	44,3	
184,0	44,1	isotrop-flüssig
185,4	43,2	
185,9	44,7	
187,4	41,7	

Tabelle IIIa.
(Rohr 4, Durchfluß links-rechts, $p = 75$ mm *Hg*.)

Temperatur	Durchflußzeit	Bemerkungen
177,0	25,4	
177,6	25,4	
178,1	25,5	
178,9	25,6	
179,4	25,5	
179,9	25,6	anisotrop-flüssig
180,5	25,7	
180,9	25,8	
181,5	26,0	
181,9	26,0	
182,1	26,8	Klärungstemperatur 182,4
182,7	30,8	
183,1	30,6	isotrop-flüssig
183,5	30,4	
184,1	30,4	

Tabelle IIIb.
(Rohr 4, Durchfluß rechts-links, $p = 75$ mm *Hg*.)

Temperatur	Durchflußzeit	Bemerkungen
177,9	25,8	
178,5	25,9	
179,1	25,9	
179,7	26,1	
180,2	26,3	anisotrop-flüssig
180,8	26,4	
181,2	26,4	
181,6	26,6	
182,0	26,7	Klärungspunkt 182,4
182,4	31,2	Teils trüb, teils klar durchfließend
182,9	31,7	
183,3	31,4	isotrop-flüssig
183,7	31,4	
184,3	30,8	

Die ersten Versuchsreihen (Tabelle Ia und Ib), die bei einem Überdruck von 100 mm angestellt wurden, entsprechen daher einem eben sicherlich hydraulischen Zustande. Hier ist der Einfluß der Durchwirbelung noch nicht beträchtlich und dokumentiert sich nur in den nahe der Klärungstemperatur liegenden Teilen der beiden Versuchsreihen. Dagegen sind die Versuchsreihen der Tabellen IIa und IIb mit sechsmal größerem Druck ausgeführt, bei dem schon eine recht intensive Durchwirbelung der Flüssigkeit stattfindet. Hier ist der Effekt schon bis zur Erstarrungstemperatur herunter sehr augenfällig und die beiden Versuchsreihen a und b stehen in vorzüglicher Übereinstimmung miteinander.

Bei weiteren Versuchen mit demselben Rohr, die mit noch höherem Druckgefälle ausgeführt werden sollten, wurde leider Rohr 3 zerbrochen. Es wurde darauf mit einem etwas weiteren und kürzeren Rohr gearbeitet, bei dem der hydraulische Zustand schon bei niederen Drucken intensiv auftrat. Dazu erwies sich Rohr 4 besonders geeignet, mit dem dann die Versuchsreihen IIIa und IIIb ausgeführt wurden. Hier ist die Durchwirbelung der Flüssigkeit schon sehr intensiv und der Einfluß derselben so groß, daß die Reibungsanomalie des Anisaldazins auf etwa die Hälfte ihres Wertes im Poiseuilleschen Zustande reduziert ist. Eine Verstärkung des Druckgefälles würde die Abweichungen vom Poiseuilleschen Zustande gewiß noch weiter steigern, doch würden bei Rohr 4 die Ausflußzeiten dann nur noch wenige Sekunden betragen und damit die Versuche zu ungenau werden. Es wurde daher für die vorläufige Mitteilung auf eine weitere Steigerung des Effektes verzichtet.

Die Gesamtheit der bisherigen Versuche über das Verhalten des Anisaldazins im hydraulischen Zustande ist in dem Diagramm Fig. 3 dargestellt. Es ist die Ausflußzeit beim Viskositätsmaximum (isotrope Flüssigkeit beim Klärungspunkte) = 100 gesetzt und die Kurven der verschiedenen Reihen so aufeinander gelegt, daß der Klärungspunkt bei der gleichen Abszisse liegt. Die Temperaturen sind daher vom Klärungspunkte aus als Nullpunkt nach oben und unten gerechnet.

Man beachte besonders den im wesentlichen nur auf wenige Grade direkt unterhalb der Klärungstemperatur beschränkten Effekt bei 100 mm, gegenüber dem über das ganze Temperaturbereich sich erstreckenden, auch erheblich größeren Effekt bei 600 mm im gleichen Rohr. Im Sinne der kinetischen „Schwarm"-Theorie der anisotropen Flüssigkeiten ist dies Verhalten ohne weiteres verständlich. Bei der Klärungstemperatur ist die Intensität der Wärmebewegung gerade ausreichend, um die richtungsgeordneten Zustände des anisotrop-flüssigen Zustandes zu zerstören. Unterhalb der Klärungstemperatur werden diese Zustände also um so stabiler sein, je weniger intensiv die auf ihre Zerstörung hinarbeitende Wärmebewegung ist, d. h. je weiter wir uns von der Klärungstempe-

ratur entfernen. Eine Durchwirbelung der Flüssigkeit innerhalb sehr kleiner Bezirke wird um so mehr die richtungsgeordneten Zustände zu stören in der Lage sein, je mehr sie von der Wärmebewegung unterstützt wird, also in erster Linie in der Nähe der Klärungstemperatur. Auch die bis zur Erstarrungstemperatur der anisotropen Flüssigkeit durchgeführten Versuche der Tabellen IIa und IIb zeigen ein fortgesetztes Abnehmen des Effekts mit sinkender Temperatur. Bei der Erstarrungstemperatur selbst, die ein wenig tiefer liegt als die Kurvendarstellung reicht, ist der Effekt nahezu verschwunden, d. h. die Kurve erreicht fast die des Poiseuilleschen Zustandes.

Die vorliegenden Versuche, welche zwar keineswegs eine umfassende Untersuchung, sondern nur einen ersten sicheren Nachweis des auf Grund der kinetischen Überlegungen vorhergesagten Effekts darstellen sollen, scheinen mir zweifellos einen mechanischen Nachweis dafür zu erbringen, daß in den anisotropen Flüssigkeiten richtungsgeordnete Zustände vorliegen. Es dürfte hier meines Wissens zum ersten Male der direkte Einfluß eines Formfaktors der Moleküle mechanisch zum Nachweis gebracht sein. Ich darf vielleicht hier der Überzeugung Ausdruck geben, daß das Studium der Reibung im hydraulischen Zustande in sehr engen Röhren möglicherweise berufen sein wird, als ein wertvolles Hilfsmittel bei der Behandlung physikalisch-chemischer Probleme zu dienen. Erforderlich ist dafür allerdings zunächst ein gründliches Studium der hydraulischen Strömungszustände überhaupt, die bisher meist nur in weiteren Röhren und fast nur für Wasser untersucht worden sind[1]).

Zum Schlusse dieses vorläufigen Berichtes ist es mir eine angenehme Pflicht, der Unterstützung dankend zu gedenken, die ich der Jagor-Stiftung verdanke; mit den von dieser mir zur Verfügung gestellten Mitteln werden die Versuche auch fernerhin fortgesetzt werden.

1) Betrachtet man nämlich in einem gegebenen Rohre den Durchfluß stets eines und desselben Flüssigkeitsquantums, so sind im Poiseuilleschen Zustande die reziproken Ausflußzeiten $\frac{1}{Z}$ direkt proportional den Drucken,

$$p = K_P \cdot \frac{1}{Z},$$

während im hydraulischen Zustande an Stelle dieser Gleichung tritt:

$$p = K_H \cdot \left(\frac{1}{Z}\right)^n;$$

K_P, die Konstante des Poiseuilleschen Zustandes, ist bei gegebenem Rohr in erster Linie Materialkonstante. Das analoge muß für die zu K_P jedenfalls in naher Beziehung stehende Konstante K_H gelten. Ob der Exponent n, der wenigstens bei weiteren Rohren von den Rohrdimensionen weitgehend unabhängig ist, sich ebenfalls als Materialkonstante der durchfließenden Flüssigkeit erweist, ist eine Frage, die auch noch entschieden werden muß, da bisher der hydraulische Zustand fast nur bei Wasser untersucht worden ist. Dahinzielende Versuche sowie solche an Emulsionen sind in meinem Laboratorium z. Z. in Vorbereitung, während die Untersuchung an den kristallinischen Flüssigkeiten ebenfalls, und zwar als Gegenstand einer Dissertation von Herrn Neufeld, weitergeführt wird.

Danzig-Langfuhr, Physikalisch-chemisches Laboratorium der Kgl. Technischen Hochschule, November 1908.

(Eingegangen 15. November 1908.)

BESPRECHUNGEN.

W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. (A. u. d. T.: Mathematische Vorlesungen an der Universität Göttingen, III.) gr. 8. XIV u. 396 S. mit 75 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. In Leinw. geb. M. 14.—

Diese erschöpfende Behandlung der magneto- und elektrooptischen Erscheinungen wird gewiß allen Physikern willkommen sein, da sie ein Bedürfnis erfüllt, das wohl jeder empfunden hat, der es versuchte, die Fülle von Ergebnissen zu überblicken, welche das letzte Dezennium, insbesondere auf dem Gebiete der Magnetooptik, nach Zeemans grundlegender Entdeckung, gebracht hat. Mit einer Vollständigkeit und Klarheit, wie sie nur einem Forscher möglich sein konnte, der selbst an der Untersuchung der neuen Erscheinungen einen hervorragenden Anteil genommen hat, werden in dem Buche die Tatsachen in geordnetem Zusammenhang dargestellt, und in weitgehendem Maße theoretisch erklärt, wobei vor allem auf die gerade hier so fruchtbare Wechselwirkung zwischen Beobachtung und Theorie Gewicht gelegt wird.

Nachdem im 1. Kapitel die Hilfsmittel für die Beobachtung des Faraday-Effektes (magnetische Drehung der Polarisationsebene) und die dadurch gewonnenen Resultate eingehend geschildert worden sind, bringt das 2. Kapitel ähnliches für den Zeeman-Effekt. Der höchst übersichtlichen Beschreibung der komplizierteren Typen von magnetischen Zerlegungen der Spektrallinien geht hier die Auseinandersetzung der bekannten, für die einfachen Zeemanschen Duplets und Triplets ausreichenden elementaren Theorie voran. Das Kapitel schließt mit der dieser Theorie vom Referenten gegebenen Erweiterung, in welcher die leuchtenden Teilchen als Systeme von unbekanntem Bau betrachtet werden, über welche elektrische Ladungen in irgendwelcher Weise verteilt sind, und deren Schwingungen infolgedessen von

einem äußeren magnetischen Felde beeinflußt werden. Bei geeigneter Wahl der Lagrangeschen Koordinaten p_1, p_2, $\cdots p_n$ nehmen die Bewegungsgleichungen für ein derartiges System die Gestalt an:

$$\left.\begin{aligned} m_1 p_1'' &= -k_1 p_1 + h_{12} p_2' + \cdots + h_{1n} p_n', \\ m_2 p_2'' &= -k_2 p_2 + h_{21} p_1' + \cdots + h_{2n} p_n', \\ &\text{usw.,} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wo die Striche Differentiationen nach der Zeit bedeuten. Die Konstanten m_1, m_2, $\cdots$ sind Massenkoeffizienten, k_1, k_2, $\cdots$ beziehen sich auf die quasi-elastischen Kräfte und die Glieder mit den Geschwindigkeiten p_1', p_2', $\cdots$ rühren von dem magnetischen Felde her. Sie drücken aus, daß durch die Wirkung dieses letzteren die Koordinaten p_1, p_2, $\cdots$ und die denselben entsprechenden Freiheitsgrade, die sonst voneinander völlig unabhängig sein würden, in bestimmter Weise miteinander gekoppelt werden. Charakteristisch für diese magnetischen Koppelungen ist, daß zwischen den Koeffizienten h, die sämtlich der Feldstärke proportional sind, die Relationen $h_{jk} = -h_{kj}$ bestehen.

Die Gleichungen führen zu dem Schluß, daß eine Zerlegung einer Spektrallinie jedesmal dann stattfinden muß, wenn es unter den Verhältnissen k_1/m_1, k_2/m_2, $\cdots$ einige unter sich gleiche gibt, d. h. wenn einige der ursprünglichen Grundschwingungen dieselbe Frequenz haben. M. a. W., eine Linie zerfällt in a Komponenten, wenn sie schon vor Erregung des Feldes als eine a-fache Linie mit zusammenfallenden Komponenten aufgefaßt werden kann.

Diese Betrachtungen waren ziemlich unfruchtbar geblieben, und vor allem Voigts Untersuchungen hat man es zu verdanken, daß die Theorie der Magnetooptik nicht weit hinter der experimentellen Forschung zurückgeblieben ist, daß sie vielmehr in manchen Fällen anregend auf diese gewirkt hat, indem sie gewisse Phänomene voraussagte, oder das Verständnis feiner und komplizierter Erscheinungen ermöglichte. Der Fortschritt hat im wesentlichen nach drei Richtungen hin stattgefunden. Erstens hat Voigt schon vor vielen Jahren statt der Emission des Lichtes die Absorption und im Zusammenhang damit die Fortpflanzung in Körpern, die unter dem Einfluß des magnetischen Feldes stehen, zum Gegenstand der Untersuchung gemacht, eine Methode, die der direkten Betrachtung der Emission u. a. dadurch überlegen ist, daß sie auch zu Folgerungen über die Breite und Intensität der Spektrallinien und deren magnetische Komponenten führt; auch läßt sie die Beziehungen des Zeeman-Effektes zu dem Faraday-Effekt und der magnetischen Doppelbrechung hervortreten. Das Kirchhoffsche Gesetz ermöglicht es, jedesmal einen Rückschluß von dem inversen Effekt, d. h. von der Zerlegung der Absorptionslinien, auf den direkten Effekt zu machen. Zweitens wurde der Ansatz (1) in solcher Weise spezialisiert, daß er nicht bloß gewisse allgemeine Sätze liefert, sondern auch den wirklich beobachteten Zerlegungen angepaßt werden kann, und drittens wurde die Theorie auf anisotrope Körper ausgedehnt. Hier traf Voigt mit J. Becquerel zusammen, der durch seine schönen Beobachtungen über den Einfluß des Magnetismus auf die feinen Absorptionslinien gewisser Kristalle ein neues Gebiet von Erscheinungen erschloß und dann die theoretische Erklärung derselben auf ähnlichem Wege wie Voigt in Angriff nahm.

Die im vorliegenden Buche vorgetragene Theorie des inversen Zeeman-Effektes (Kap. 3) schließt sich an die früheren Arbeiten des Verfassers an, mit dem Unterschiede jedoch, daß die Elektronentheorie mehr als in diesen in den Vordergrund tritt. Einleitend wird die Theorie der Dispersion und Absorption bei Abwesenheit eines magnetischen Feldes besprochen, und es folgen dann zwei Abschnitte über die longitudinalen und transversalen magnetooptischen Effekte, nämlich die Zerlegung der Linien bei den beiden Hauptbeobachtungsrichtungen, die magnetische Drehung der Polarisationsebene und die Doppelbrechung. Die Behandlung dieser Begleiterscheinungen des Zeeman-Effektes ist deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil sie, ähnlich wie die Dispersion, in unmittelbarer Nähe eines Absorptionsstreifens in großer Intensität auftreten. Was die Drehung der Polarisationsebene betrifft, hatte Voigt diesen Schluß bereits im Jahre 1898 gezogen, so daß er imstande war, die gleichzeitig unabhängig von der Theorie gemachten Beobachtungen von Macaluso und Corbino sofort zu erklären. Die späteren Versuche von Hallo, Wood und Geiger gestatteten eine tiefergehende Vergleichung mit den theoretischen Folgerungen (§ 87), und höchst merkwürdig ist die schöne Übereinstimmung mit Zeemans Beobachtungen über die Drehung der Polarisationsebene zwischen den Komponenten eines magnetischen Duplets und in den beiderseits davon liegenden Bereichen (§§ 88—90). Bei der Besprechung dieser Erscheinung wird das Verständnis der trotz aller Vereinfachung noch immer ziemlich verwickelten Formeln durch geeignete graphische Darstellungen wesentlich erleichtert.

Nicht weniger wertvolle Bestätigung findet die Theorie in der Doppelbrechung einer Natriumflamme, wie sie 1899 im Göttinger Institut in der Nähe der Absorptionslinien (§ 96) und später von Zeeman und Geest auch in dem Bereich zwischen den magnetischen Komponenten beobachtet wurde. Die Theorie dieser

letzteren Versuche wird, was die Linie D_2 betrifft, in dem 3. Kapitel gegeben, in dessen Formeln, ebenso wie in der elementaren Theorie, immer nur ein bewegliches Elektron in jedem Teilchen angenommen wird; erst später (§§ 118, 119) folgt eine ähnliche Behandlung der Erscheinungen bei der Linie D_1.

Im 4. Kapitel entwickelt der Verfasser jetzt eine Theorie der komplizierteren Zerlegungen, wobei er von der Voraussetzung ausgeht, daß jedes leuchtende, bezw. absorbierende Teilchen eine gewisse Anzahl magnetisch gekoppelter Elektronen enthält, deren rechtwinklige Koordinaten statt der allgemeinen Koordinaten p in die Formeln (1) einzuführen sind. Ferner verwirft er die früher vom Referenten vertretene Ansicht, nach welcher die Teilchen, wenigstens was die hier in Betracht kommenden Wirkungen betrifft, isotrop sein würden, so daß der Einfluß des magnetischen Feldes auf die Schwingungsfrequenzen nicht von der Orientierung des Teilchens abhinge. Diese Beschränkung ist nötig, solange man sich die Teilchen in einem gasförmigen Körper regellos, in allen möglichen Weisen orientiert denkt; dann würde nämlich eine Ungleichheit der Eigenschaften in verschiedenen Richtungen eine diffuse Verbreiterung der magnetischen Komponenten zur Folge haben, während diese in Wirklichkeit im allgemeinen dieselbe Schärfe wie die ursprünglichen Linien haben. Von dieser Tatsache kann man nun aber ebensogut Rechenschaft geben, wenn man sich vorstellt, daß ein Molekül zwar anisotrop ist, aber so vom magnetischen Felde gerichtet wird, daß eine in demselben ausgezeichnete Richtung den Kraftlinien parallel wird. Voigt gibt dieser Auffassung, mit der man weiter kommen kann als mit der obengenannten, und für welche auch anderweitige Überlegungen sprechen (§ 20), den Vorzug, wobei er allerdings annehmen muß, daß die Eigenschaften eines Teilchens rings um die ausgezeichnete Richtung herum symmetrisch sind. Indem nun schließlich berücksichtigt wird, daß nach aller Erfahrung die Schwingungen parallel und senkrecht zu den Kraftlinien völlig unabhängig voneinander sind, gelangt Voigt dazu, für ein System gekoppelter Elektronen zwei Sätze von Bewegungsgleichungen aufzustellen. Werden die Koordinaten jedes Elektrons auf seine Gleichgewichtslage bezogen, und legt man die z-Achse in der Richtung der Kraftlinien, so enthalten die Gleichungen der ersten Gruppe bloß die Koordinaten z der verschiedenen Elektronen; sie sind genau von der Gestalt (1), nur daß noch, wie in allen zur Darstellung des inversen Effektes dienenden Formeln, Glieder auftreten, die den Einfluß der wechselnden elektrischen Kräfte des Lichtbündels ausdrücken, und auch solche, die Widerstände bedeuten. Es sind also die z-Koordinaten der verschiedenen Elektronen in ähnlicher Weise magnetisch miteinander gekoppelt, wie die Koordinaten p in den allgemeinen Formeln (1). Die zweite Gruppe von Gleichungen enthält die Koordinaten x und y. Hier sind nicht bloß das x und das y ein und desselben Elektrons, gerade so wie in der elementaren Theorie miteinander verbunden, sondern es bestehen auch Koppelungen zwischen den Koordinaten verschiedener Elektronen, und zwar wird gezeigt, daß man, um die Beobachtungen zu verstehen, im allgemeinen Koppelungen sowohl zwischen den gleichgerichteten als auch zwischen den aufeinander senkrecht stehenden Koordinaten annehmen muß. Übrigens wird die Natur der Koppelungen ganz unbestimmt gelassen und es muß bemerkt werden, daß die betreffenden Glieder in den Gleichungen, mit alleiniger Ausnahme der auch in der elementaren Theorie vorkommenden, sich nicht ohne weiteres auf die bekannte Wirkung eines Magnetfeldes auf ein bewegtes Elektron zurückführen lassen. Die Theorie ist also teilweise phänomenologischer Art, doch dafür hat sie das große Verdienst, wohl jede bei isotropen Körpern beobachtete Form des Zeeman-Effektes zu umfassen, wenn man nur den in den Gleichungen vorkommenden Parametern passend gewählte Werte beilegt. Dies geht sowohl aus den allgemeinen Schlüssen des Verfassers, als auch aus der auf sie folgenden Betrachtung spezieller Fälle (zwei, drei oder vier gekoppelte Elektronen, §§ 117—124) hervor.

Kapitel 5 gibt zunächst eine Zusammenstellung von J. Becquerels Resultaten, die durch die gemeinschaftlich mit Kamerlingh Onnes bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs ausgeführte Wiederholung der Versuche noch sehr an Bedeutung gewonnen haben, und wendet sich dann der Theorie der Effekte an anisotropen Körpern zu. Während Becquerels Kristalle sämtlich einachsig waren, geht Voigt von der Betrachtung eines Kristalls mit drei ungleichwertigen zueinander senkrechten Symmetrierichtungen aus; die eine hat die Richtung des Feldes, und die Formeln für die von Becquerel untersuchten Fälle ergeben sich durch geeignete Spezialisierung. Es wird angenommen, daß jedes Teilchen zwei bewegliche Elektronen enthält, und daß sich zu den auch in der elementaren Theorie vorkommenden Koppelungen zwischen den Koordinaten jedes einzelnen Elektrons nur noch eine weitere, nämlich zwischen den dem Felde parallelen Koordinaten der beiden Elektronen, gesellt. Dieser einfache Ansatz genügt als Grundlage für eine Theorie, die fast alle von Becquerel festgestellten Tatsachen zu er-

klären vermag; namentlich gibt sie auch Aufschluß über die Übereinstimmung, die nach Becquerel zwischen den Erscheinungen in verschiedenen Fällen besteht (§§ 128, 147). Die Erwartung scheint gerechtfertigt, daß die wenigen Beobachtungen, die sich der Theorie noch entziehen, sich durch geeignete Modifikation der Grundannahmen werden erklären lassen.

Diese Theorie der magneto-optischen Erscheinungen in Kristallen unterscheidet sich von der für isotrope Körper entwickelten dadurch, daß in ihr auch Koppelungen zwischen solchen Freiheitsgraden zugelassen werden, deren Frequenzen nicht gleich, sondern ein wenig voneinander verschieden sind. Dies führt auf Dissymmetrien, wie sie gerade bei den Becquerelschen Zerlegungen häufig vorkommen, und der Verfasser macht es wahrscheinlich (§ 149), daß auch die bei isotropen Körpern gefundenen Dissymmetrien aus ähnlichen Wirkungen entstehen. Die früher auf anderem Wege von ihm abgeleitete Dissymmetrie in den transversalen Effekten bei isotropen Körpern (§§ 98, 99) ist, wie § 100 dargelegt wird, wahrscheinlich zu schwach, um sich in den Beobachtungen zu zeigen.

Der Umfang dieses Berichtes gestattet nicht, dem reichen Inhalt des Buches völlig gerecht zu werden. Daher möge nur noch erwähnt werden, daß die Betrachtung der Intensität der Linien zu vielen interessanten Schlüssen führt, so z. B. zu einer eigentümlichen Erklärung von Triplets mit anormalen Abständen (§ 120), und daß der Verfasser geneigt ist, diejenigen Triplets, in welchen die rechts und links zirkularpolarisierten Komponenten miteinander vertauscht sind, nicht, wie Becquerel, auf positive Elektronen, sondern auf intramolekulare dem äußeren Felde entgegengesetzte magnetische Felder zurückzuführen.

Die fünf letzten Kapitel (Der magneto-optische Kerr-Effekt. Die Elektronentheorie des magnetischen Kerr-Effektes. Elektrooptische Wirkungen in isotropen und anisotropen Körpern. Eigenschwingungen gebundener Elektronen bei Einwirkung eines elektrischen Feldes. Die Elektronentheorie der elektrooptischen Effekte) schließen sich den vorhergehenden würdig an und enthalten ebenso wie diese manchen Gedanken von dem man erwarten darf, daß er fördernd und anregend auf die weitere Forschung wirken wird. Hier sei noch hervorgehoben, daß die Grundlage der im letzten Teil des Buches gegebenen Entwickelungen darin besteht, daß in den Ausdruck für das quasi-elastische Potential eines schwingenden Elektrons, welcher im einfachsten Fall die Gestalt $\frac{1}{2}a(x^2+y^2+z^2)$ hat, (wo x, y, z die Verschiebungskomponenten bedeuten) eine allgemeinere quadratische Funktion und auch Glieder mit den höheren Potenzen von x, y, z aufgenommen werden.

H. A. Lorentz.

O. Hecker, Bestimmung der Schwerkraft auf dem Indischen und Großen Ozean und an deren Küsten, sowie erdmagnetische Messungen. (Veröffentlichungen des Zentralbureau der internationalen Erdmessung. Neue Folge Nr. 78.) 4. VIII u. 233 S. mit 12 Tafeln. Berlin, G. Reimer. 1908.

Bereits im Jahre 1901 hatte der Verfasser eine Reise von Hamburg nach Rio de Janeiro und zurück nach Lissabon unternommen zur Bestimmung der Schwere auf hoher See mittels Siedethermometer und Barometer, eine Methode, die zuerst Mohn zur Bestimmung der Schwerekorrektion von Barometern angewendet hat. Diese erste Reise hatte das Resultat ergeben, daß die Schwerkraft auf den befahrenen Teilen des Atlantischen Ozeans nahezu normal ist. Die zweite größere Reise führte durch das Mittelmeer und den Indischen Ozean nach Australien und durch den Großen Ozean nach San Franzisko. Die Rückreise ging durch den nördlichen Teil des Großen Ozeans nach Japan, an der chinesischen und indischen Küste entlang bis nach Ceylon und von hier wieder durch das Rote Meer und Mittelmeer nach Deutschland zurück. Zur Bestimmung der Schwere auf hoher See fanden sechs Siedethermometer und fünf photographisch registrierende Quecksilberbarometer Verwendung. Um die Bewegungen zu messen, welche die Barometer infolge des Schlingerns und Stampfens des Schiffes ausführen, konstruierte der Verfasser einen Schwingungsmesser, der natürlich auch zur Registrierung der genannten Schiffsbewegungen benutzt werden kann. Eine Beschreibung dieses Schwingungsmessers findet sich auch in der Zeitschrift für Instrumentenkunde Bd. 28, S. 265. An einer großen Anzahl von Küstenstationen wurden überdies mit einem Stückrathschen Pendelapparat Messungen der Intensität der Schwere angestellt, desgl. erdmagnetische Beobachtungen. Als Resultat ergab auch diese Reise, daß die Schwerkraft sowohl auf dem Indischen als auch auf dem Großen Ozean nahezu normal ist. Die Pratt-Helmertsche Hypothese, welche besagt, daß die Massen der Erdkruste isostatisch gelagert sind, findet so eine glänzende Bestätigung und sie kann nunmehr als Gesetz angesehen werden, welches für die gesamte Erdoberfläche Gültigkeit hat. Man darf es also als erwiesen ansehen, daß die Massenanhäufungen der Kontinente ebenso durch Massendefekte im

Erdinnern ausgeglichen sind wie die Ozeane durch entsprechende größere Dichtigkeit des Meeresgrundes. Die Resultate dieser Arbeit gehören zu den schönsten Erfolgen, die die Geophysik überhaupt aufzuweisen hat.

E. Przybyllok.

L. Poincaré, Die moderne Physik. Übertragen von M. Brahn und B. Brahn. 8. VIII u. 260 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1908. M. 3.80, gebunden M. 4.40

Der Zweck des vorliegenden Werkes ist, an der Hand der Hauptergebnisse der modernen Physik Sinn und Tragweite der grundlegenden spekulativen Erörterungen zu analysieren. Inhaltlich ist das Buch überaus lesenswert und interessant, so daß der Referent nicht anstehen würde, der französischen Ausgabe uneingeschränktes Lob zu spenden. Da es sich hier aber um eine Übertragung ins Deutsche handelt, so ist der Berichterstatter leider genötigt, darauf hinzuweisen, daß eine Flut von Druckfehlern, namentlich in den Namen, die Lektüre erheblich beeinträchtigt. Als Musterlese diene: Sidentopf, Kamerling Ones, Plank, Batelli usw. Aus der Royal Institution in London wird eine „Institution Royale". Derartige Reminiszenzen an das französische Original finden sich häufiger, so die ziemlich ungebräuchliche Bezeichnung Kaliumferrocyanür statt Ferrocyankupfer oder Kupferferrocyanid. Die Vertauschung von Kupfer und Kalium ist nur ein gewöhnlicher Druckfehler im selben Wort. Nimmt man dazu Ausdrücke wie Molekülgramm statt Grammmolekül, Streifenspektrum statt Bandenspektrum, Kathodenkörperchen statt Kathodenstrahlkörperchen usw., so wird man bedauernd zugeben müssen, daß die Übersetzer leider der Materie nicht genügend Herr gewesen sind.

E. Bose.

G. E. Hale, The study of stellar evolution. An account of some recent methodes of astrophysical research. gr. 8. XI u. 252 S. mit 8 Figuren und 104 Tafeln. Chicago, The University of Chicago Press (London, Wm. Wesley & Son, 28 Essex St., Strand.) 1908. Gebunden 16 sh. 6 d.

In welch überaus subtiler Weise wir heutzutage in der Lage sind, gewisse Vorgänge auf der Sonne zu verfolgen, ist wohl selten drastischer zutage getreten, als durch Hales Nachweis des Zeeman-Effektes am Spektrum von Sonnenflecken (vergleiche Zeemans Vortrag hierüber auf der 80. Vers. deutsch. Naturforscher und Ärzte zu Köln). Dieser Nachweis stellt eines der letzten Resultate der ausgezeichneten Beobachtungsmethoden Hales dar.

Es wird heutzutage jeden wissenschaftlich interessierten Physiker, auch wenn er sonst in seiner Arbeitsrichtung der Astrophysik völlig fernsteht, aufs äußerste interessieren, die modernsten Hilfsmittel kennen zu lernen, mittels deren heute die Entwickelung der Welten studiert wird. Um sich aber über diese Methoden und Apparate in bester Weise zusammenfassend zu unterrichten, ist kein Werk geeigneter als das vorliegende des genialen Leiters des Sonnenlaboratoriums auf dem Mount Wilson. Hinzuzufügen wäre nur, daß die Ausstattung des Werkes über jedes Lob erhaben und in jeder Hinsicht vorbildlich zu nennen ist.

E. Bose.

Berichtigungen.

Ich habe nachträglich in der Arbeit von Herrn St. Loria und mir: „Über die Dispersion des Wasserstoffs", diese Zeitschr. **8**, 875, 1908, folgende Druckfehler gefunden:

S. 876 Gl. (3) muß lauten: $J = J_0 e^{-\frac{4\pi n\varkappa}{\lambda_0} l}$.

S. 878, 2. Zeile von oben: 1 an Stelle von l.
4. Zeile von oben: $2 M\nu_0 = 3 \cdot 10^{-6}$
an Stelle von: $2 M\nu_0 = 3 \cdot 10^{-6}$.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Aachen Dr.-ing. Artur Fischer für analytische Chemie und Elektrochemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Richard Edler v. Mises für Mechanik.

Verliehen: Dem ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Gießen Dr. Karl Elbs der Titel eines Geheimen Hofrates, dem ord. Honorarprofessor für allgemeine Chemie an der Universität Berlin Dr., Dr.-ing. Jakob Heinrich van't Hoff der Charakter als Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für Chemische Atomistik und Chemie der Gase an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Willy Hinrichsen der Titel Professor, dem o. Professor der Chemie an der Universität Bonn Dr. Richard Anschütz der Titel eines Geheimen Regierungsrats.

Ernannt: Der frühere Assistent der Hamburger Sternwarte Dr. Alexander Wilkens zum Observator an der Universitätssternwarte in Kiel, Dr. Waldemar Grix zum Dozenten für elektrische Bahnen und Leitungsnetze an der Technischen Hochschule Danzig, der frühere Direktor der Westinghouse Co. in Moskau Alexander Rothert zum ord. Professor für konstruktive Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Lemberg, der Professor der Astronomie an der Universität Bukarest und Direktor des Meteorologischen und Astronomischen Instituts daselbst N. Coculescu zum Direktor des neu zu errichtenden astronomischen Observatoriums daselbst, der Professor für Physik und Astronomie an der Georgia-Universität in Athens Andrew Henry Patterson zum ord. Professor für Physik an der Universität von Süd-Carolina.

Gestorben: Der ord. Professor der darstellenden Geometrie an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Otto Rupp, der o. Professor der Maschinenbaulehre an der Universität Wien Dr. Richard Englaender.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

E. Leybold's Nachfolger
Cöln am Rhein.

Neu! Neu!
Rotierende Universalpumpe
nach Dr. Gaede D.R.P. ang.

Sowohl als Saugpumpe wie als Gebläse verwendbar. Betrieb durch Elektromotor von 1/20 PS. Vakuum 0,01 mm. Als Gebläse 1 Atmosphäre Überdruck gebend. Bequemste Vorpumpe für Gaedepumpen.

Illustrierte Preisliste auf Verlangen.

Keiser & Schmidt
Berlin-Charlottenburg 2.

Präz.-Volt- und Amperometer, D. R. P. • Präz.-Schaltfeldinstrumente. • Kondensatoren. • Funkeninduktoren. • Pyrometer bis 1600° C. • Rubenssche Thermosäulen. • Elemente.

Wilh. Spaarhase vorm. C. Standinger & Co.
Gegründet 1845. **Gießen, Hessen.** Gegründet 1845.
Präzisionswagen u. Gewichte

zu physikalischen, chemischen und technischen Zwecken.

11 erste Preise.
1 Grand Prix.

Spezialität: Analysenwagen, Probierwagen.
Ungleicharmige Präzisionstarierwage nach Dr. Mach, für rasch und genau auszuführende Wägungen. Nach kurzer Übung sehr beschleunigtes Arbeiten. Die Wage hat bereits weiteste Verbreitung gefunden.
Neuester reichhaltiger Katalog 1908 zu interessenten gratis.

Günther & Tegetmeyer
Braunschweig.
Elektrometer für statische Ladungen nach Wulf.
D.R.P. 181284.

Apparate für luftelektrische und radioaktive Messungen nach Dr. H. Gerdien.

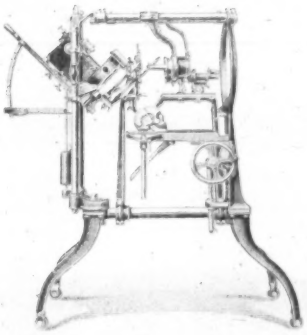
Apparate zur Messung des Emanationsgehaltes v. Flüssigkeiten nach Dr. H. W. Schmidt.
Registrierende Erdbebenpendel nach Prof. Dr. Wiechert.
Hochspannungsbatterie nach Dr. Krüger. 101 Volt. Kastenform 15×11×8 cm.
Kataloge: Englisch — Deutsch — Französisch — gratis und franko.
Spindler & Hoyer, Göttingen I.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Einleitung
in die
Philosophie
von
Oswald Külpe
Professor an der Universität Würzburg.

Vierte verbesserte Auflage.
Preis geheftet 6 Mark, gebunden 7 Mark.

E. Leitz, Optische Werke, Wetzlar.



Universal-Projektionsapparat.

BERLIN NW., Luisenstraße 45.
FRANKFURT a. M., Neue Mainzerstr. 24.
LONDON W., ST. PETERSBURG,
NEW-YORK, CHICAGO.

Projektionsapparate.

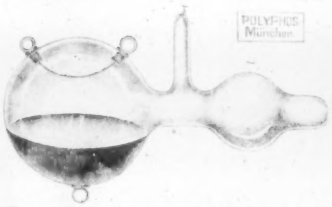
Universal-Projektionsapparat mit Einrichtung für physikalische Projektionen.

Mikrophotogr. Apparate
Mikroskope, Mikrotome

Photographische Objektive
Prismenfeldstecher.

Spezial-Kataloge auf Verlangen gratis.

Polyphos Elektrizitäts-Gesellschaft m. b. H. München, Schillerstr. 16



Lichtelektrische Rubidium-Zellen

sehr hoher Empfindlichkeit

Zelle A mit Wasserstoff-Füllung
Zelle B mit Helium-Füllung

Preis der Zelle M. 50.—

Leppin & Masche

Berlin SO., Engelufer 17.

Fabrik wissenschaftl. Instrumente.

Jetzt wieder:

Radiumstäbe

für alle physikalischen Vorführungen ausreichend.

Preis M. 200. .

Solange der Vorrat reicht.

Näheres siehe in unserem „Berichte über Apparate und Anlagen"
Jahrgang III, No. 1 u. 2.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil
von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. A. CORNU, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **EMIL BOSE** in Oliva bei Danzig, Georgstraße 22.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Amsterdam, Johannes Müller. – **Brüssel**, Misch & Thron. – **Budapest**, Fr. Kilián's k. Universitätsbuchhandlung Nachfolger. – **Kopenhagen**, C. A. Reitzel. – **Kristiania**, Cammermeyers Boghandel. – **Mailand**, Ulrico Hoepli. – **New-York**, Lemcke & Buechner; G. E. Stechert & Co. – **Oxford**, Parker & Son. – **Paris**, C. Klincksieck. – **St. Petersburg**, K. L. Ricker. – **Stockholm**, Aktiebolaget Nordiska Bokhandeln. – **Wien**, Gerold & Co. – **Zürich**, Rascher & Cie., Meyer & Zeller's Nachfolger.

No. 2. 15. Januar 1909. No. 287. 10. Jahrgang.

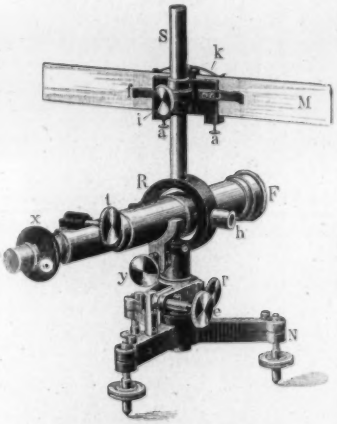
Liberty College Library
MAR 25
Not to be Drawn.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von mindestens 4 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland 28, im Ausland 29,60 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig, Georgstraße 22, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Präzisions-

Ablesefernrohr

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

REGISTER:

(B. = Besprechung.)

Seite

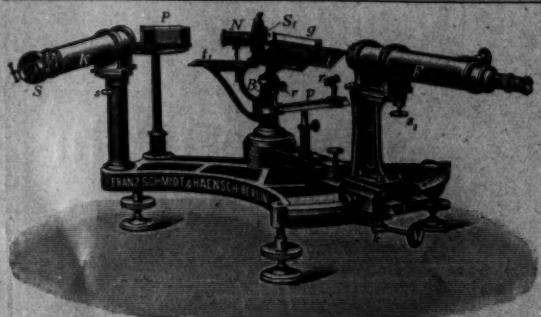
α-Strahlen: Bemerkung über — aus Radium-*B* und über atmosphärische Radioaktivität. v. F. A. Harvey . 46
α-Teilchen: Die Ladung und Natur des —, v. E. Rutherford u. H. Geiger 42
Andersen, E. B., Über Metallstrahlen 54
Arrhenius, S., Untersuchungen über die galvanische Leitfähigkeit der Elektrolyte. (B.) 77
Atmosphärische Radioaktivität: Bemerkung über α-Strahlen aus Radium-*B* und über —, v. F. A. Harvey 46
Atomistik: Vorlesungen über chemische —, v. F. W. Hinrichsen. (B.) 79
Belichtungstabelle: Photographische — Helios, v. P. Eichmann. (B.) 76
Bermbach, W., Einführung in die Elektrochemie. (B.) 80
Bernsteinisolation: Über eine Änderung an der — des Elektroskops nach Elster und Geitel, v. E. Hochheim 51
Bibliographie der Werke Issak Newtons, v. J. G. Gray. (B.) 77
Bock, H., Die Uhr. (B.) 78
Bruni, G., Feste Lösungen und Isomorphismus. (B.) 77
Chemie: Jahrbuch der —. XVII. (B.) 79
Derivator: Der Spiegel- — und seine Anwendung, v. A. Wagener 57
Dessauer, F., Über eine Schaltungsvariante bei Hochfrequenzapparaten 52
Deutsches Museum: Führer durch die Sammlungen des — von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik in München. (B.) 78
— Bibliothek-Katalog. (B.) 78
Donath, B., Physikalisches Spielbuch für die Jugend. (B.) 77
Doppler, C., Abhandlungen. (B.) 77
Eichmann, P., Photographische Belichtungstabelle Helios. (B.) 76
Elektrisches Licht: Das Kopieren bei —, v. A. v. Hübl. (B.) 76
Elektrochemie: Einführung in die —, v. W. Bermbach. (B.) 80
Elektrolyte: Untersuchungen über die galvanische Leitfähigkeit der —, v. S. Arrhenius. (B.) 77
Elektronen: Über die Bewegung der freien — in den Metallen, v. P. Gruner 48
Elektronentheorie: Die —, v. E. E. Fournier d'Albe. (B.) 77
Elektroskop: Über eine Änderung an der Bernsteinisolation des — nach Elster und Geitel, v. E. Hochheim 51
Elektrotechnik: Einführung in die —, v. R. Rinkel. (B.) 79

Seite

Elster: Über eine Änderung an der Bernsteinisolation des Elektroskops nach — und Geitel, v. E. Hochheim 51
Fournier d'Albe, E. E., Die Elektronentheorie. (B.) 77
Galvanische Leitfähigkeit: Untersuchungen über die — der Elektrolyte, v. S. Arrhenius. (B.) 77
Geiger, H. u. E. Rutherford, Die Ladung und Natur des α-Teilchens 42
Geitel: Über eine Änderung an der Bernsteinisolation des Elektroskops nach Elster und —, v. E. Hochheim 51
Geometer: Der kleine —, v. G. C. Young u. W. H. Young. (B.) 78
Gewichte: Protokolle des Internationalen Komitees der — und Maße. II/4. (B.) 76
— Abhandlungen und Berichte des Internationalen Bureaus der — und Maße. XIII. (B.) 76
Goerens, P., Einführung in die Metallographie. (B.) 79
Gray, J. G., Bibliographie der Werke Issak Newtons. (B.) 77
— u. **A. D. Roß**, Über die Herstellung permanenter Magnete aus Proben nahezu reinen Kupfers 59
Gruner, P., Über die Bewegung der freien Elektronen in den Metallen 48
Harvey, F. A., Bemerkung über α-Strahlen aus Radium-*B* und über atmosphärische Radioaktivität . . 46
Hecker, O., Seismometrische Beobachtungen in Potsdam 1907. (B.) 75
Helios: Photographische Belichtungstabelle —, v. P. Eichmann. (B.) 76
Helium: Die Bildung von — aus Uranium, v. F. Soddy 41

Gáti's kompletter Barrettersatz mit Mikroamperemeter, Shunt und tragbaren Akkumulatoren: für Gesprächstrommessungen mit Kondensator und Telephonhörer; für Mikrophonmessungen mit Mikrophon, Batterie, Induktionsspule; für drahtlose Telegraphiemessungen mit Schaltungseinrichtungen für Antennen; für drahtlose Telephonie und Hochfrequenzstrommikrophonie-Messungen mit den nötigen Schaltern und Klemmen. Der Preis dieses Universalinstrumentes ist M. 280.— und höher je nach der Ausstellung und Empfindlichkeit.

Béla Gáti, Budapest, Hajós u. 33/35.



Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrke, geliefert an Physikalisch-techn. Reichsanstalt.

Franz Schmidt & Haensch,

Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation, Spektroskopie, Photometrie, Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene optische **Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.